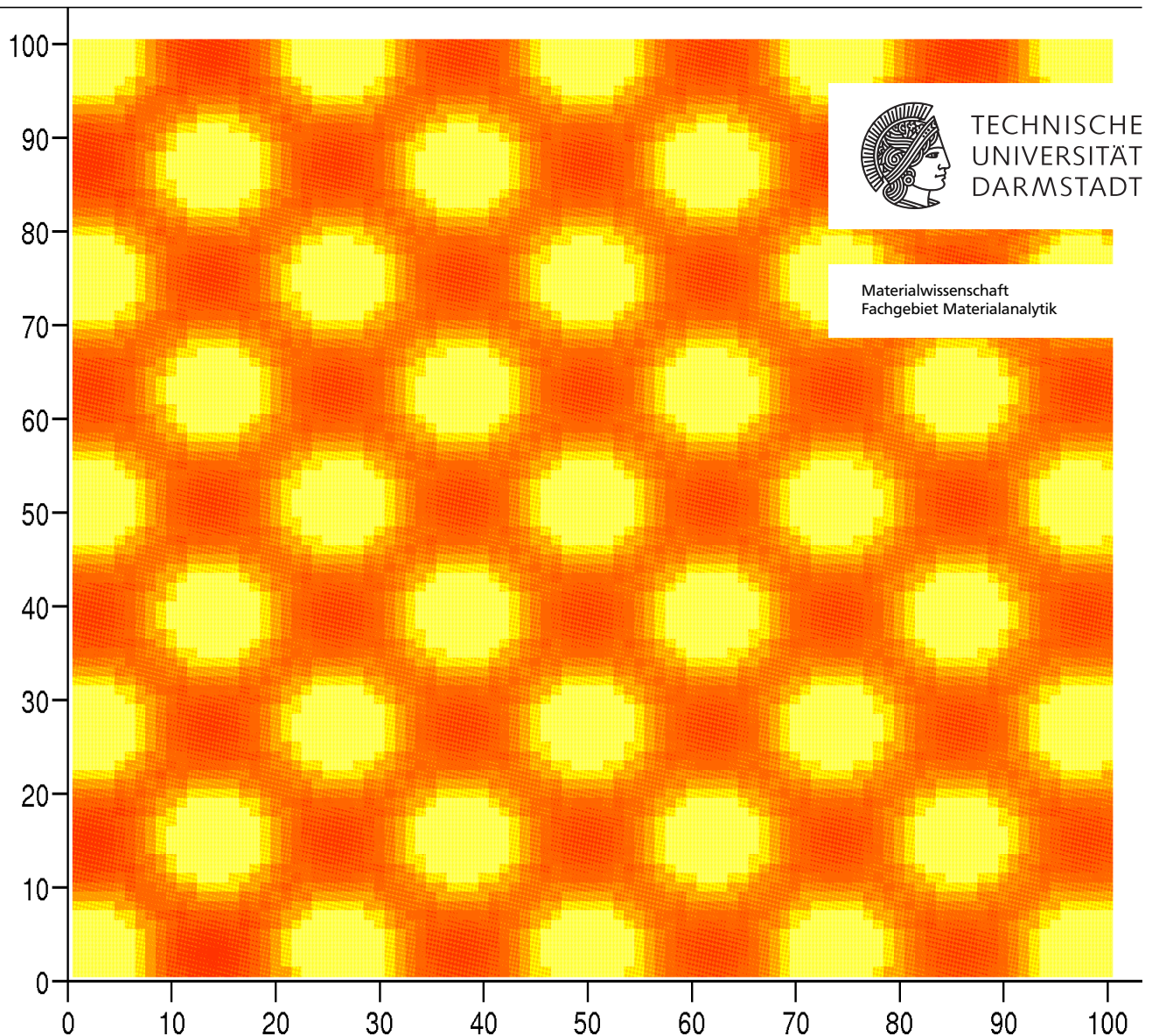

Abbildungseigenschaften von Szintillatoren für Schwerionenstrahlen und diesbezügliche Modellrechnungen

Imaging properties of scintillators for heavy-ion-beams and related model calculations

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Eiko Gütlich aus Bauschheim

August 2011 — Darmstadt — D 17



Abbildungseigenschaften
von Szintillatoren für Schwerionenstrahlen und diesbezügliche Modellrechnungen
Imaging properties of scintillators for heavy-ion-beams and related model calculations

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Eiko Gütlich aus Bauschheim

1. Gutachten: Prof. Dr. Wolfgang Ensinger
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Heinz von Seggern

Tag der Einreichung: 15.06.2011

Tag der Prüfung: 19.07.2011

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-26998

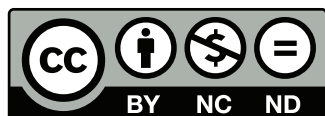
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2699>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de




Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

In Erinnerung an meinen Vater Horst Gütlich (1952-2003),
von dem ich viel für das Leben gelernt habe.



Folge nicht den Spuren der Meister,
suche was sie gesucht haben.

AUS DEM ZEN

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Untersuchung der Abbildungseigenschaften von Leuchtschirmen für Hochstromionenstrahlen, wie sie am UNILAC des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt vorkommen. Leuchtschirme werden vorwiegend zur Messung und Beurteilung der transversalen Strahlparameter an nahezu jedem Teilchenbeschleuniger eingesetzt. Im täglichen Betrieb von Beschleunigern können mittels Leuchtschirmen sowohl die Lage des Strahls im Strahlrohr, als auch die transversale Intensitätsverteilung (Form des Ionenstrahls) kontrolliert und optimiert werden. Obwohl Leuchtschirme in vielen Messsystemen eingesetzt werden, sind ihre Qualitäten hinsichtlich der Abbildung des Ionenstrahls bisher nur unzureichend charakterisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Beschleunigerexperimente geplant und durchgeführt, welche es erlauben die Messergebnisse für das Ionenstrahlprofil von verschiedenen Materialien mit Referenzmethoden zu vergleichen. Bei den Messungen wurden verschiedenen Parameter, wie die Schirmtemperatur oder die Teilchenenergie, variiert. Zusätzlich wurden mögliche Abbildungsfehler des optischen Systems untersucht. Um einen möglichen Einfluss der Emissionsspektren der Leuchtschirme auf die Abbildung des Ionenstrahlprofils zu untersuchen wurde ein geeigneter Experimentaufbau umgesetzt, der es erlaubt die Emissionsspektren der Materialien orts aufgelöst entlang des Strahlflecks zu untersuchen.

Die Untersuchungen fokussieren sich auf keramische Materialien wie unterschiedlich dotierte Zirkonoxide (wie $ZrO_2 : Mg$) oder auch Aluminiumoxid (Al_2O_3). Diese Materialien wurden mit verschiedenen Ionenstrahlen, wie Kalzium oder Uran, mit Teilchenenergien von 4,8 MeV/u (10% c) und 11,4 MeV/u (15,4% c) bestrahlt. Die Messergebnisse für die verschiedenen Parameter werden diskutiert und interpretiert. Dabei zeigen die Messergebnisse eine maßgebliche Abhängigkeit von vier Parametern:

- Dem Material selbst.
- Der Temperatur des Leuchtschirms.
- Der bereits akkumulierten Fluenz $\left[\frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2} \right]$.
- Der Anregungsdichte $\left[\frac{\text{Elektron-Loch Paare}}{\text{cm}^3} \right]$, die proportional ist zur Dosisleistung $\left[\frac{J}{\text{kg} \cdot s} \right]$ im Volumenelement.

Letztere hängt wiederum stark vom Flux $\left[\frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2 \cdot s} \right]$, der Ionenspezies, dem Material und der Geschwindigkeit des Ions ab. Speziell Al_2O_3 scheint geeignet zu sein, den Ionenstrahl bei UNILAC-Energien bis zu einer gewissen Anregungsdichte und Fluenz richtig abzubilden. Die spektroskopischen Messergebnisse von Al_2O_3 zeigen weiter eine Abhängigkeit der Abbildung von dem betrachteten spektralen Bereich. Hierbei scheint vor allem der Bereich um 330 nm über die Bestrahlungsdauer stabiler abzubilden als die Emissionen im optischen Bereich des Spektrums. Ein Teil der beobachteten Effekte lassen sich, vom gegenwärtigen Erkenntnisstand ausgehend, durch die zeitliche und räumliche Überlappung von Ionenspuren erklären, was ein Absinken der Lichtausbeute in diesem Bereich zur Folge hat. Es wurde ein Modell entwickelt, dass die beobachteten Abbildungseigenschaften von Al_2O_3 oberhalb von 400 nm erklären kann und Vorhersagen über sein Abbildungsverhalten bezüglich unterschiedlicher Ionenstrahlparameter, wie zum Beispiel der Ionensorte und der Teilchenenergie, ermöglicht.

Für die Auswertung der Experimentdaten wurden performante Programme in *SciLab* geschrieben, um eine verlässliche und reproduzierbare Datenevaluation zu garantieren.

Abstract

This thesis is treating the imaging properties of scintillating screens for high-current ion beams as delivered by the UNILAC at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, Germany. Scintillating screens are mainly used to measure and rate the transversal beam parameters in nearly every particle accelerator. During daily operation, scintillating screens can be used to determine and optimize the position of the beam inside the beam-pipe as well as the transversal intensity distribution. Although scintillating screens are widely used in many measurement systems, their imaging properties are not well characterized.

Within the framework of this thesis, accelerator based experiments were planned and carried out which allowed to compare the results of beam profile measurements of the different materials with reference methods. Parameters such as the screen temperature and particle energies have been varied. Additionally, possible image distortions within the optical system have been investigated. To determine the influence of the emission spectra of the screens onto the profile measurement a novel experimental setup for the spectroscopic investigations has been established. The setup allows to investigate the emission spectrum along one spatial axes on the beamspot.

The investigations focus on ceramic materials such as zirconium oxide doped e.g. with Mg ($ZrO_2 : Mg$) or aluminium oxide (Al_2O_3). The materials have been irradiated with different ion species (e.g. Calcium and Uranium) with kinetic energies of 4.8 MeV/u (10% c) and 11.4 MeV (15% c). The results for different parameters are discussed and interpreted. The measured beam profiles show dependences of four parameters:

- The material itself.
- The screen temperature.
- The accumulated fluence $\left[\frac{Ions}{cm^2} \right]$.
- The excitation density $\left[\frac{Electron-Hole\ Pairs}{cm^3} \right]$, which is proportional to the dose rate $\left[\frac{J}{kg \cdot s} \right]$ within the volume element.

Among the above, the last one depends on the beam flux $\left[\frac{Ions}{cm^2 \cdot s} \right]$, the ion species, the materials and the ions velocity. Al_2O_3 seems to be an appropriate choice to image the ion beam at UNILAC energies up to a certain fluence. The spectroscopic investigations on Al_2O_3 show a dependence of the imaging properties on the observed region of the emission spectrum. The imaging properties of the spectral region around 330 nm seems to be more stable over the irradiation time compared to the optical part of the emission. Parts of the observed effects can be attributed to an overlap of ion excitation tracks in both space and time. This causes a decrease in light yield in the overlapping region. A model has been developed that is able to describe the observed imaging properties of Al_2O_3 in the spectral region above 400 nm. The model is also able to make predictions for the imaging properties with other beam parameters. For a fast and reproduceable data evaluation, programs have been written in *SciLab*, which have a good performance.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	7
1.1. Die GSI Beschleunigeranlage	8
1.2. Motivation	9
2. Grundlagen	10
2.1. Energieverlust geladener Teilchen in Materie	11
2.1.1. Elektronisches Bremsen	11
2.1.2. Bragg-Kurve und Reichweite in Materie	13
2.2. Radiale Dosisverteilung	14
2.3. Szintillatoren	18
2.3.1. Definition eines Szintillators	18
2.3.2. Relaxation der elektronischen Anregung und Lichtemission in Szintillatoren	19
2.3.3. Tiefe Zentren in Halbleitern und Isolatoren	21
2.4. Momente einer Verteilung	26
2.5. Emittanzmessung mit Leuchtschirmen	28
2.5.1. Emittanz	28
2.5.2. Prinzip der Pepperpot Methode	28
3. Experimentelles	30
3.1. Untersuchte Materialien und Parameterraum	31
3.2. Experimentaufbau	32
3.2.1. Untersuchung der Abbildungseigenschaften	33
3.2.2. Spektroskopie	36
3.2.3. Referenzmethode	38
3.3. Notwendige Zusatzentwicklungen	41
3.3.1. Aufbau der Testlichtquelle	41
3.3.2. Chromatische Aberration und Ausnutzung der Dynamik des Chip	42
3.3.3. Algorithmus zur Bestimmung der Momente	44
3.3.4. Heizmethode	46
3.3.5. Datenaufnahme	48
4. Ergebnisse und Diskussion	51
4.1. Beispiel einer Messreihe bei höheren Strömen	52
4.2. Vergleich der Abbildungseigenschaften bei verschiedenen Ionenenergien	53
4.3. Temperaturabhängigkeit	56
4.4. Vergleich der Strahlprofile der Leuchtschirme mit Referenzmethoden	57
4.4.1. Vergleich der Profile für 4,8 MeV/u Ca-Ionen aus Abbildung 4.3	57
4.4.2. Vergleich der Profile für 11,4 MeV/u Ca-Ionen aus Abbildung 4.4	61

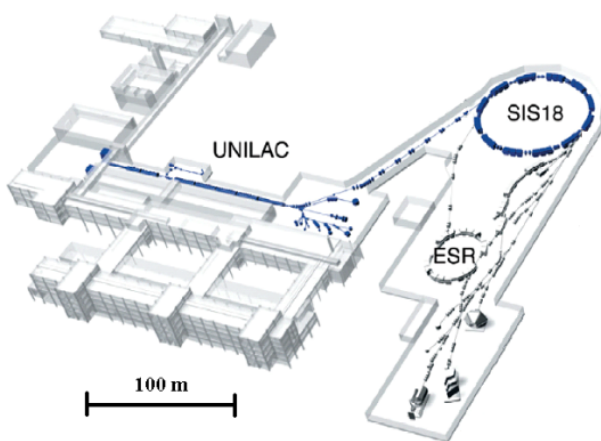
4.5. Spektroskopie	64
4.5.1. Vergleich der Emissionsspektren verschiedener Materialien bei gleichen Strahlparametern	64
4.5.2. Vergleich der Emissionsspektren der Materialien bei Beschuss mit verschiedenen Ionenstrahlen	70
4.6. Untersuchung der „Teilstrahlprofile“ aus den Spektroskopiedaten	73
4.7. Zusammenfassung und Fazit zu den Messergebnissen	76
5. Modell für die Abbildung eines Ionenstrahls auf Aluminiumoxid	79
5.1. Der Übergang von Einzelteilchen zu einem Ionenstrahl	80
5.2. Umsetzung der Modellvorstellung in ein Programm zur Berechnung der Lichtausbeute	84
5.3. Rekonstruktion von Bilddaten	89
6. Ausblick	90
6.1. Versuch zur Bestimmung der maximal umsetzbaren Dosis	91
Literaturverzeichnis	93
Abbildungsverzeichnis	99
Abkürzungsverzeichnis	102
A. Anhang	103
A.1. Veröffentlichungen, Berichte und Vorträge	104
A.1.1. Veröffentlichungen und Berichte	104
A.1.2. Konferenz- und Seminarvorträge	104
A.2. Danksagung	105
A.3. Lebenslauf	106
A.4. Programm1: Radiale Dosisverteilung, Modellrechnung und Rekonstruktion	107
A.5. Programm2: Zur Auswertung der Spektroskopiedaten	118
A.6. Programm3: Zur Auswertung der Leuchtflecke	124
A.7. Programm4: Zur Auswertung der Strahlprofile	132
A.8. Selbstständigkeitserklärung	140

1 Einführung

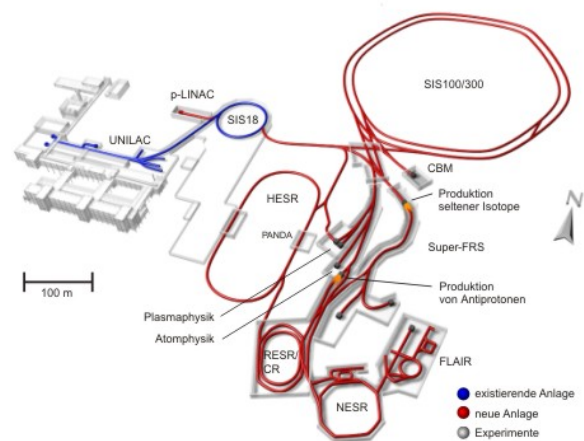
1.1 Die GSI Beschleunigeranlage

Die vorliegende Arbeit behandelt die Untersuchung und die theoretische Modellierung der Abbildungseigenschaften von Leuchtschirmen für intensive Ionenstrahlen mit Teilchenenergien von 4,8 bis 11,4 MeV/u. Durchgeführt wurden die Experimente am GSI - Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI). Die GSI ist eine Großforschungsanlage mit ca. 1000 Angestellten und weltweit einmaligen Eigenschaften, weshalb die Anlage von etwa 1000 Gastwissenschaftlern im Jahr genutzt wird. Das Forschungsgebiet der GSI erstreckt sich von der Materialforschung, bei der die TU Darmstadt bedeutende Anteile hat, über Atom-, Kern- und Plasmaphysik, bis hin zur Biophysik und Forschung zur Tumorthherapie.

Generelle Informationen zur GSI und der Beschleunigeranlage sind in [1] zu finden. Die bestehende Beschleunigeranlage der GSI ist in Abbildung 1.1(a) mit den Beschleunigersegmenten in blau dargestellt. Die Anlage besteht zum einen aus einem Linearbeschleuniger, dem **Universal Linear Accelerator** (UNILAC) und zum anderen einem **Schwerionensynchrotron** (SIS18). Der UNILAC beschleunigt die Ionen bis auf 15,4% der Lichtgeschwindigkeit (11,4 MeV/u). Er wurde in den 1970er Jahren gebaut und kontinuierlich erweitert. Der maximale Strahlstrom beträgt 10 mA und die maximale Pulsrate 50 Hz. Die maximale Strahlleistung liegt dabei im MW-Bereich. Das dem UNILAC angeschlossene SIS18 beschleunigt die Ionen von 11,4 MeV/u auf bis zu maximal 4 GeV/u (98% Lichtgeschwindigkeit). Die maximale Anzahl der Teilchen im SIS18, die gleichzeitig beschleunigt werden können, beträgt etwa 10^{11} . Die Beschleunigeranlage kann Ionen von Wasserstoff (Protonen) bis hoch zu Uran beschleunigen und mit maximal 3 Ionensorten parallel betrieben werden.



(a) Die Anlage der GSI, mit den Beschleunigern in blau.



(b) Die GSI (blau), mit ihrem Zukunftsprojekt FAIR in rot.

Abbildung 1.1.: GSI und FAIR [2].

Die Forschungsanlagen der GSI werden zur Zeit um das internationale Forschungsprojekt *FAIR* erweitert, an dem über 13 Länder beteiligt sein werden. *FAIR* steht für die Abkürzung von **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch und ist eines der größten europäischen Projekte und weltweit eines der größten Forschungsvorhaben. In Abbildung 1.1(b) ist die GSI (blau) mit ihrem Zukunftsprojekt FAIR (rot) zu sehen. Im Oktober 2010 wurde das völkerrechtliche Abkommen über die Errichtung von FAIR in Darmstadt unterzeichnet. *FAIR* wird neue Erkennt-

nisse über den Aufbau der sichtbaren Materie und die Evolution des Universums liefern. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Kernstruktur-, Antiprotonen-, Kernmaterie-, Plasma- und Atomphysik [2].

Für den Bau von *FAIR* werden die Leistungsdaten der bestehenden Beschleunigeranlagen bei der GSI kontinuierlich verbessert, da sie als Vorbeschleuniger für *FAIR* dienen werden. Im Rahmen dieser globalen Verbesserung und Aufrüstung der Beschleunigeranlage besteht Forschungsbedarf in fast allen Bereichen und Abteilungen der GSI. Eine dieser Abteilungen ist die Strahldiagnose, in der die Arbeit durchgeführt wurde.

1.2 Motivation

Szintillatoren sind im Bereich der Physik seit dem berühmten Versuch von *E. Rutherford* (1909, Zinksulfid) zur Untersuchung von Atomen ein fester Bestandteil von Detektoren. In Beschleunigern werden Szintillatoren, in Form von Leuchtschirmen, seit Jahrzehnten zur Kontrolle der transversalen Ionenstrahlparameter genutzt, obwohl ihre Abbildungsqualitäten gegenüber dem Ionenstrahl nur unzureichend untersucht sind. Die Vorteile bei dem Einsatz von Szintillatoren gegenüber anderen Messmethoden (wie zum Beispiel SEM-Grids) sind ihre 2-dimensionale Abbildung der transversalen Parameter und nicht zuletzt auch die geringeren Kosten.

Des Weiteren sind Leuchtschirme auch der zentrale Detektor bei einer Einzelpuls-Emittanz-Messmethode (Pepperpot), die in Kapitel 2.5 genauer beschrieben wird. Sollte es gelingen, die Abbildungseigenschaften von Leuchtschirmen vorhersagen zu können, wäre es nicht nur möglich, effiziente quantitative Profilmessungen durchzuführen, sondern würde es auch ermöglichen eben diese Methode für die Emittanzmessung einzusetzen. Der große Vorteil der Pepperpot-Messung gegenüber der heute üblichen Slit-Grid-Methode ist [3]:

1. Eine Verkürzung der Messzeit um 1-2 Größenordnungen. Eine Emittanzmessung mit der Slit-Grid-Methode am UNILAC dauert ca. 30-60 Minuten. Mit der Pepperpot-Methode verkürzt sich die Messzeit und damit die Dauer der Strahlunterbrechung für die Experimente auf ca. 1 Minute.
2. Es wird mit einem Makropuls des UNILACs der komplette transversale Phasenraum ermittelt.

Ziel der Doktorarbeit war, Experimente zu planen, aufzubauen und durchzuführen, die einen Einblick in das Abbildungsverhalten der Leuchtschirme erlauben, und, wenn möglich, einen Arbeitsbereich für einen hochstromtauglichen Szintillator festzulegen. Hierzu wurden Experimente zur spektroskopischen Untersuchung der Materialien sowie Messungen mit Referenzmethoden geplant und durchgeführt. Ebenso wurden verschiedene Einflüsse des optischen Systems, sowie die Anpassung des Auswertalgorithmus an die Bildqualität untersucht. Weiter wurden performante Programme zur schnellen und reproduzierbaren Auswertung der umfangreichen Experimentdaten geschrieben. Der letzte Teil der Arbeit beschäftigt sich mit einer theoretischen Modellierung für Al_2O_3 , die eine Vorhersage des Ansprechverhaltens auf den Ionenstrahl erlaubt und sogar die Rekonstruktion von Bildern ermöglicht, bei denen der Al_2O_3 -Schirm Sättigungserscheinungen zeigt.

2 Grundlagen

2.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien und die verwendeten mathematischen Formalismen sollen in diesem Kapitel erläutert werden.

Die hier dargestellten Aspekte der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie sind zusammengestellt aus [4] sowie [5].

Der Energieverlust des geladenen Teilchens in oder an der Materie setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- Elektronisches Abbremsen → Ionisation und Anregung der Targetatome
- Nukleares Abbremsen → elastische und inelastische Stöße mit den Targetatomkernen
- Bremsstrahlung
- Čerenkov-Strahlung
- Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung tritt beim Durchtritt der Grenzfläche von zwei Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten auf, also zum Beispiel an einer Metalloberfläche im Vakuum, und resultiert aus der Umverteilung der Ladung an der Grenzfläche. Die dabei umgesetzte Energie proportional zu $z^2 \cdot \gamma$, wobei z die Ladung des Teilchens und γ der relativistische Faktor ist. Der Effekt der Übergangsstrahlung tritt daher nur maßgeblich in Erscheinung wenn, $\gamma \gg 1$ ist. Für die in dieser Arbeit untersuchten Teilchenenergien ist dieser Effekt, wenn überhaupt, nur mit bildverstärkten Kameras nachzuweisen [6]. Effekte wie Čerenkov-Strahlung und Bremsstrahlung sind hier ebenfalls von geringer Bedeutung. Bremsstrahlung ist, wegen der Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeit ($\propto \frac{1}{m_p^2}$) von der Teilchenmasse m_p , nur für relativistische Elektronen und Positronen von Bedeutung. Čerenkov-Strahlung tritt nur auf, wenn die Teilchengeschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Material, was hier nicht der Fall ist.

Das nukleare Abbremsen für ein *Kalzium*-Ion in Al_2O_3 ist zum Beispiel nur unterhalb von 5,5 keV/u [9] größer als das elektronische Bremsen. Bei einer Teilchenenergie von 11,4 MeV/u beträgt die Reichweite des *Kalzium*-Ions in Al_2O_3 etwa 71 μm . Daher ist nur 133 nm vor dem Stillstand des Ions das nukleare Abbremsen dominant. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente bei 11,4 und 4,8 MeV/u ist daher das elektronische Abbremsen maßgeblich.

2.1.1 Elektronisches Bremsen

Die semi-klassische Berechnung des elektronischen Energieverlusts von geladenen Teilchen in Materie erfolgt durch die Bethe-Bloch-Formel [4]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

v Geschwindigkeit des Ions

c Lichtgeschwindigkeit

$$\beta = \frac{v}{c}$$

r_e klassischer Elektronenradius, $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$

m_e Ruhemasse des Elektrons

z Ladung des einfallenden Teilchens (Projektil), wobei nach wenigen nm die geschwindigkeitsabhängige Gleichgewichtsladung erreicht wird [7].

Z, A Ordnungszahl und Massezahl des Targets

ρ Targetdichte

N_A Avogadrozahl

I Mittleres Ionisationspotenzial, nach F. Bloch ist $I = (10\text{eV}) \cdot Z$

W_{\max} Max. Energieübertrag auf Elektronen in einer Einzelkollision, hier $W_{\max} = 2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2$

δ Dichtekorrektur (Polarisationseffekte, hohe Projektilgeschwindigkeiten)

C Schalenkorrektur (wichtig für kleine Projektilgeschwindigkeiten)

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den Energieverlust durch Ionisation und Anregung elektronischer Zustände gut im Bereich von $0,05 < \gamma\beta < 100$. Die Ableitung nach Bohr unterscheidet sich von der Bethe-Bloch-Formel numerisch durch einen Faktor 2. Der „fehlende“ Faktor in der Formel nach Bohr ergibt sich durch die mangelhafte Berücksichtigung von Fernstößen. Für die quantenmechanische Beschreibung des Energieverlustes gibt es verschiedene Varianten der dE/dx -Formel. Diese entstehen durch unterschiedliche Parametrisierung der Fernstöße, d.h. jenes Energieverlustes, bei dem die Bindung der e^- in den Atomhüllen nicht vernachlässigbar ist. Abbildung 2.1 zeigt den Verlauf von Gleichung 2.1 für Kalziumionen in Al_2O_3 .

Der experimentell bestimmte Verlauf der $\frac{dE}{dx}$ Kurve für den elektronischen Energieverlust weist 4 Bereiche auf [8]:

- Bei niedrigen Energien ergibt sich ein β proportionaler Anstieg bis zu einem Maximum im Bereich von 1-10 MeV/u ($\gamma\beta$ ca. $4,6 \cdot 10^{-2} - 1,4 \cdot 10^{-1}$) (wird von Gleichung 2.1 nur mangelhaft wiedergegeben).
- Von diesem Maximum folgt ein $\left(\frac{1}{\beta^2}\right)$ -Abfall bis zu einem Minimum bei $2 - 2,5 \cdot 10^3$ MeV/u ($\beta\gamma$ ca. 3 - 3,5). Teilchen an diesem Punkt werden minimal ionisierende Teilchen (**mip** = **minimum ionising particle**) genannt.
- Es folgt ein logarithmischer Anstieg mit zunehmender Teilchenenergie, der so genannte „relativistische Anstieg“, in dem die Dichtekorrektur δ zum Tragen kommt.
- Für hohe Energien ergibt sich ein Plateau (Fermi-Plateau), der Energieverlust erreicht einen Sättigungswert. Dies entsteht durch die Polarisationseffekte, die mit der Dichtekorrektur berechnet werden.

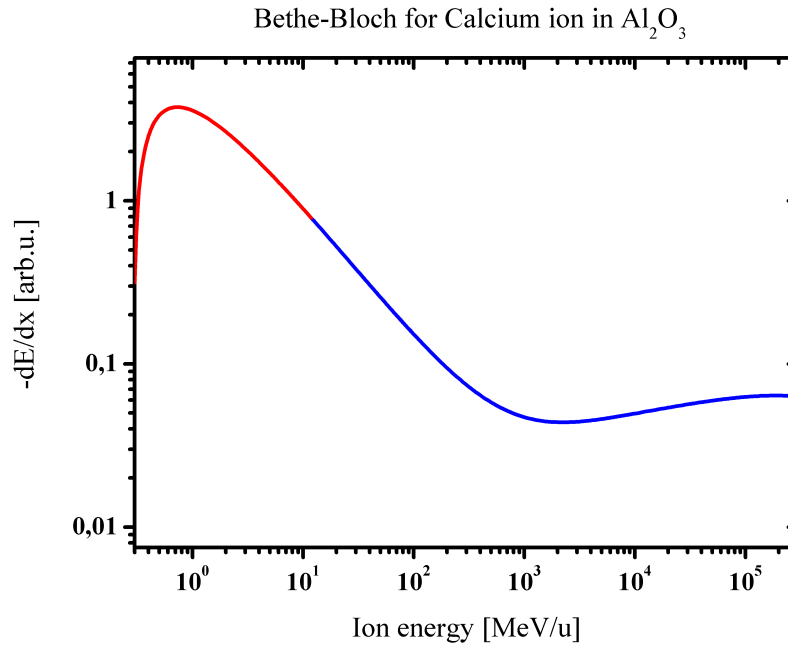


Abbildung 2.1.: Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve für Kalziumionen in Al_2O_3 , Erläuterung siehe Text.

Für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Teilchenenergien ist der relevante Teil der Bethe-Bloch-Kurve in Abbildung 2.1 rot dargestellt.

Die maximale Teilchenenergie liegt im vorliegenden Fall bei 11,4 MeV/u und damit die Geschwindigkeit der Teilchen bei 15,4% der Lichtgeschwindigkeit ($\gamma \cdot \beta = 0.156$).

2.1.2 Bragg-Kurve und Reichweite in Materie

Der Energieverlust eines Projektils in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in das Target wird Bragg-Kurve genannt. In Abbildung 2.2 (unten) ist eine schematische Bragg-Kurve zu sehen, wobei neben $\frac{dE}{dx}$ auch noch die Energie $E(x)$ des Projektils über der Eindringtiefe dargestellt ist. In Abbildung 2.2 (oben) ist die Anzahl der einfallenden Projektile N (Teilchenzahl) über die Eindringtiefe gezeigt. Die Anzahl der Kollisionen und der Energieverlust variieren von Teilchen zu Teilchen. Da es sich bei dem Energieverlust um einen statistischen Prozess handelt, werden nicht alle Projektile bei der gleichen Reichweite gestoppt. Mit dem Eindringen in die Target-Materie wird das Projektil langsamer. Dadurch steigt der Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Kurve an. Am Ende der Teilchenspur kommt es zu großen Ionisationsverlusten, was als Bragg-Peak bekannt ist. Der Bragg-Peak markiert dabei nicht nur das Maximum von $-\frac{dE}{dx}$, sondern auch die mittlere Eindringtiefe \bar{R} . Man kann daher für jede Projektil-Target-Energie Kombination nur eine mittlere Reichweite \bar{R} angeben. In der Medizin wird dieses Verhalten zur Tumorthherapie eingesetzt, wobei der Bragg-Peak im Tumorgewebe liegt.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Parameter liegt die mittlere Reichweite der Ionen zwischen 50 und 500 μm , abhängig von dem Ion, seiner Energie und dem Targetmaterial. Diese Werte wurden mit SRIM 2008 [9] errechnet. Die Berechnung von $-\frac{dE}{dx}$ basiert bei SRIM auf einem semi-empirischen Ansatz. Die Ladungszahl des Projektils z wird in der Bethe-Bloch-Formel

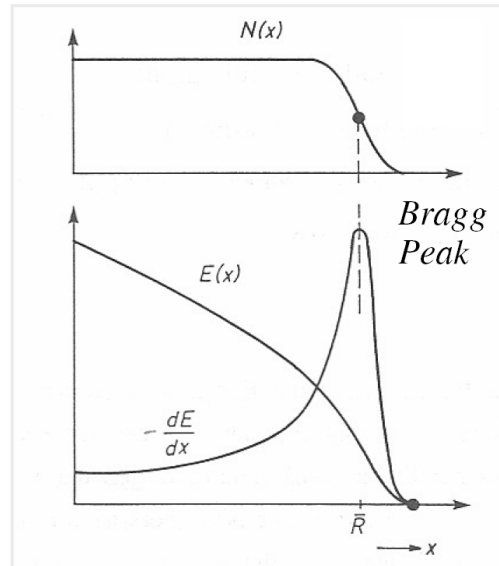


Abbildung 2.2.: Schematische Bragg-Kurve aus [10].

durch eine effektive Ladung z_{eff} ersetzt. Für einen Vergleich von SRIM mit anderen Programmen sei auf [11] verwiesen.

In Abbildung 2.3 ist das Ergebnis einer Rechnung mit SRIM zu sehen. Als Ion wurde Kalzium und als Target Al_2O_3 ausgewählt. In Abbildung 2.3 ist auf der Abszisse die Ionenenergie in MeV pro Nukleon aufgetragen. Auf der Ordinate ist im Diagramm $-\frac{dE}{dx}$ in keV/nm dargestellt. Wie schon in Abbildung 2.1 ist auch in Abbildung 2.3 der relevante Energiebereich in rot eingezeichnet.

Bei einer kinetischen Energie von 11,4 MeV/u liegt die mittlere Reichweite von Kalziumionen in Al_2O_3 nach dieser Rechnung bei ca. $71\mu m$. Da die Ionen nicht alle bei der gleichen Eindringtiefe gestoppt werden, ist die Angabe der Streuung (eng.: Straggling) nötig. Das longitudinale Straggling liegt für die Rechnung mit SRIM in Abbildung 2.3 bei etwa $2,5\mu m$ und das laterale Straggling bei ca. $0,6\mu m$. Generell ist bei den experimentellen Bedingungen in dieser Arbeit sowohl das longitudinale als auch das laterale Straggling von geringem Interesse. Lediglich das laterale Straggling hätte eine Auswirkung auf die Messung wenn es in der Größenordnung der Kameraauflösung läge. Das laterale Straggling liegt bei den Experimenten zu dieser Arbeit nach den Rechnungen mit SRIM aber weit unter der Auflösungsgrenze der Kamera $100\mu m$.

2.2 Radiale Dosisverteilung

Die in diesem Abschnitt zusammengestellten Aussagen sind größtenteils [5], sowie [8] und [12] entliehen. Der Energieverlust dE der Teilchen im Masselement dm des Materials ist statistischen Fluktuationen unterworfen. Die Dosis beschreibt die durchschnittliche Energie $d\bar{E}$, die in einem Masselement dm deponiert wird (Erwartungswert), und hat die Einheit Gray $[Gy] = J/kg$.

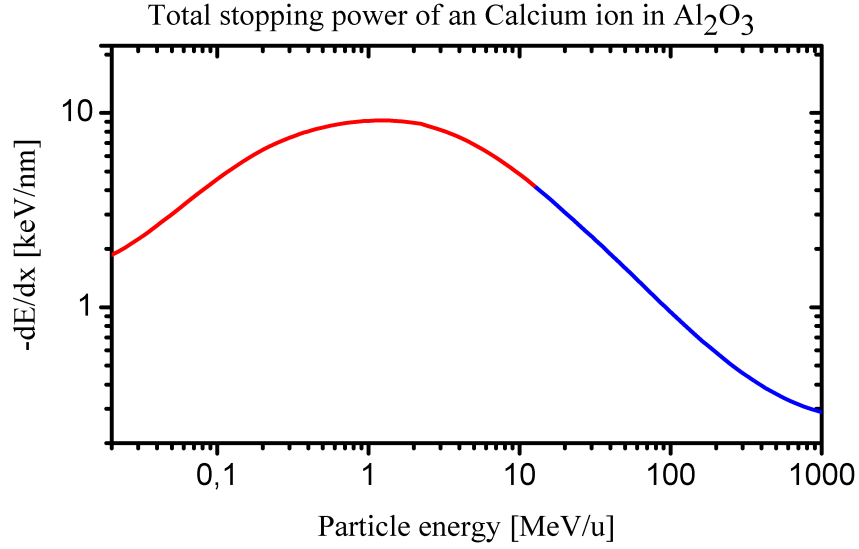


Abbildung 2.3.: $-\frac{dE}{dx}$ von Kalzium in Al_2O_3 .

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (2.2)$$

Der Energieverlust der hier betrachteten Ionen findet, wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, maßgeblich über elektronisches Bremsen statt. Die kinetische Energie der Ionen wird dabei an die Elektronen des Materials abgegeben. In Abbildung 2.4(a) ist dieser Vorgang illustriert. Darin werden die erzeugten schnellen Elektronen als grüne Kugel dargestellt, welche die deponierte Energie (stopping-power $-\frac{dE}{dx}$), ausgehend von der Spur des Ions, in das Material tragen. Hierbei kann es zu asymmetrischen Energieverteilungen der erzeugten Elektronen kommen. Es ist dabei weniger wahrscheinlich, dass es zu Stößen mit kleinen Stoßparametern kommt, bei denen sehr schnelle Elektronen (δ -Elektronen) entstehen. Die maximale Energie der δ -Elektronen W_{max} wird bestimmt durch:

$$W_{max} = 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2. \quad (2.3)$$

Die Formel 2.3 gilt für Ionen, welche die Voraussetzung $2\gamma m_e/M \ll 1$ erfüllen. Hier ist M die Masse des Ions, das einen kleinen relativistischen Faktor γ besitzt. Ist dies nicht gegeben, muss die allgemein gültige Form aus [8] benutzt werden. Bei einer Teilchenenergie von 11.4 MeV/u können die erzeugten Elektronen eine kinetische Energie von etwa 25 keV erreichen. Bei Ionen mit einer Geschwindigkeit von 98% c liegt die maximale kinetische Energie der Elektronen sogar bei etwa 25 MeV.

Wie die so erzeugten Elektronen die Energie von der Spur des Ions in das Material hinaus tragen, wurde von *Katz et al.* [12] seit Mitte der 1960 Jahre untersucht und wird als *radiale Dosisverteilung* bezeichnet. Die Entwicklung des Ausdrucks für die radiale Dosisverteilung $D(r)$ hat eine lange Evolution hinter sich. Die in dieser Arbeit verwendete, parametrisierte Form gilt für beliebige Materialien und berücksichtigt die Emissionsspektren, die Winkelverteilungen und die Energie-Reichweiten-Relation der Elektronen sowie verschiedene andere Eigenschaften des Festkörpers.

$$D(r) = \left(\frac{Z^{*2} N \cdot e^4}{\beta^2 m_e \cdot c^2} \right) \left(\frac{1}{r + 0,6 + 1,7 \cdot \beta} \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \left(\exp - \left(\frac{r}{0,37 \cdot r_{max}} \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

r Radius [nm]

m_e Ruhemasse des Elektrons

c Lichtgeschwindigkeit

Z^* Effektive Ladung des einfallenden Teilchens (Projektil) $Z^* = Z \left[1 - \exp \left(\frac{-125\beta}{Z^{2/3}} \right) \right]$

Z Ladung des Teilchens (Projektil)

$\beta = \frac{v}{c}$

N Anzahl der freien Elektronen pro cm^2 im Targetmaterial (frei bedeutet Energieübertrag » Bindungsenergie, kann über die Plasmafrequenz angenähert werden)

r_{max} Maximale Reichweite der δ -Elektronen in [m], $r_{max} = \frac{6 \cdot 10^{-8} \cdot W_{max}^\alpha}{\rho}$

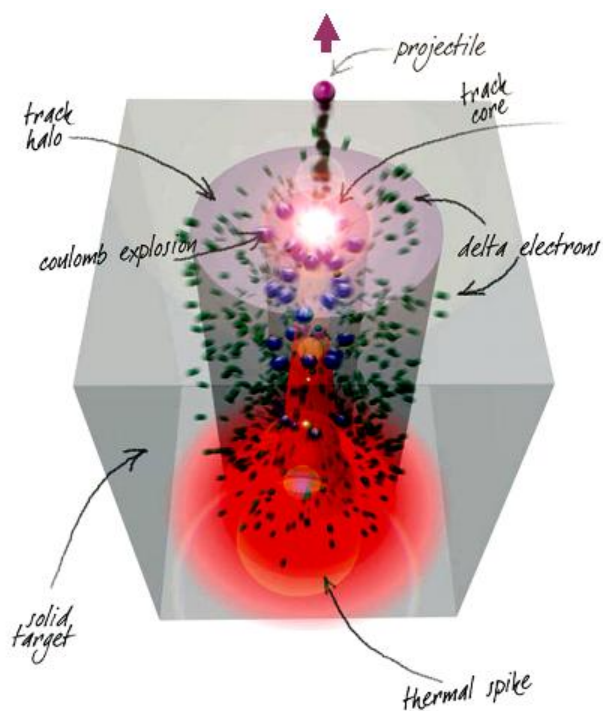
α Faktor für die Reichweite der Elektronen, wenn $\beta_{ion} > 0,03$ dann ist $\alpha = 1,667$, sonst $\alpha = 1,079$

ρ Dichte des Materials

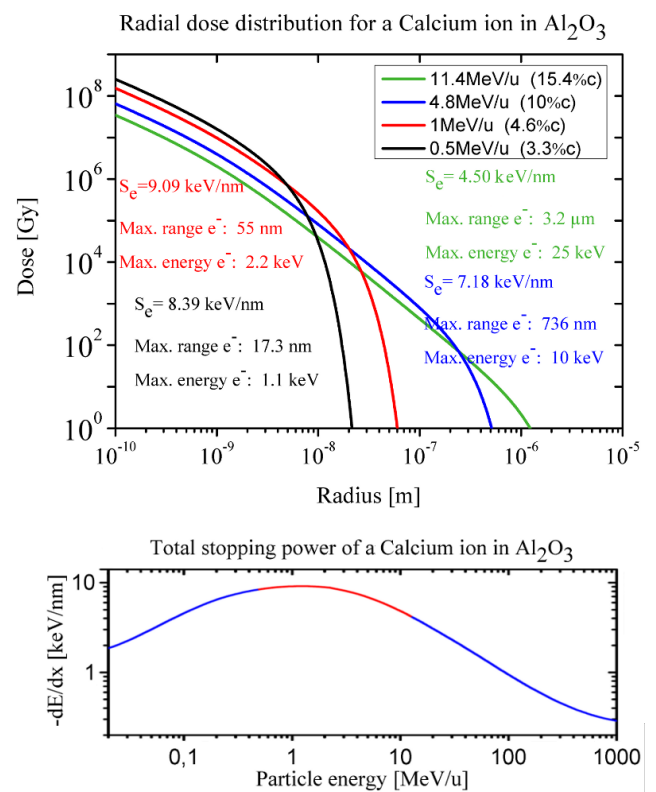
Der Verlauf der radialen Dosisverteilung wird durch die letzten 3 Klammerausdrücke in Gleichung 2.4 bestimmt. Der zweite Ausdruck in Klammern repräsentiert die Parametrisierung für kleine Radien. Der dritte Klammerausdruck stellt das generelle Verhalten von radialen Dosisverteilungen, mit dem charakteristischen $1/r^2$ Ausdruck, dar. Die 4. Klammer ist die Parametrisierung für lange Reichweiten in der Größenordnung von r_{max} . Wegen der Parametrisierung für kurze und lange Reichweiten ist in Gleichung 2.4 der Radius in Einheiten von nm zu verwenden. Die von *Katz et al.* verwendete Energie-Reichweiten-Relation für die erzeugten Elektronen stimmt in guter Näherung mit anderen Quellen aus der Literatur überein, zum Beispiel [13]. In Abbildung 2.4(b) sind im oberen Teil die radialen Dosisverteilungen für Kalzium-Ionen in Al_2O_3 mit kinetischen Energien von 11,4, 4,8, 1 und 0,5 MeV/u abgebildet. Die von dem Ion deponierte Energie (S_e), sowie die maximale Energie der erzeugten Elektronen und deren maximale Reichweite im Material, ist an den Kurven angegeben. Die Fläche unter der jeweiligen Kurve ist auf die von dem Ionen deponierte Energie (S_e) normiert, welche im unteren Teil von Abbildung 2.4(b) dargestellt ist. Hier ist wieder der relevante Teil in rot dargestellt.

Betrachtet man den Verlauf der radialen Dosisverteilungen im oberen Teil von Abbildung 2.4(b), kann man folgende Feststellungen machen:

- Je schneller das Teilchen ist, desto weiter reicht die Verteilung in das Material.
- Auch wenn die Bremsenergien von 4,8 und 0,5 MeV/u sehr ähnlich sind, ist der Verlauf der Dosisverteilung unterschiedlich.
- Obwohl sich die Bremsenergien zwischen 11,4 und 0,5 MeV/u nur um etwa einen Faktor 2 unterscheiden, sind die Werte der Dosisverteilungen bei kleinen Radien um eine Größenordnung verschieden.



(a) Illustration der Passage eines geladenen Teilchens durch Materie und des Energietransports durch Elektronen [14].



(b) Oben: Radiale Dosisverteilungen von Kalziumionen in Al_2O_3 , unten: Bremsvermögen von Kalziumionen in Al_2O_3 .

Abbildung 2.4.: Radiale Dosisverteilung.

2.3 Szintillatoren

2.3.1 Definition eines Szintillators

Die angeführten Definitionen stammen hauptsächlich aus [15], [16]. Wenn ein Material (fest, flüssig, gasförmig) Energie von einem Strahlungsfeld ionisierender Strahlung (wie Röntgen-, Gamma-, oder auch Ionenstrahlung) aufnimmt und einen Teil dieser Energie wieder von dem Material in Form von Licht abgegeben wird, spricht man von Szintillation. Das Wort Szintillation kommt vom lateinischen *scintillare*, was soviel bedeutet wie „flackern“ oder „Funken sprühen“. Dabei liegt die Energie der ausgesendeten Photonen deutlich über der durch thermische Strahlung emittierten Photonen. Weiter geht auch die Korrelation der Phase zwischen Absorption und Emission verloren, im Gegensatz zum Effekt der Reflexion. Von Čerenkov-Strahlung unterscheidet sich die Szintillation dadurch, dass sie das Resultat einer Kette von Ereignissen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten ist [15]:

1. **Energiedeposition** „Energiedeposition des Ions und die Erzeugung schneller Elektronen und Löcher ($10^{-18} - 10^{-9} \text{ s}$)“
2. **Thermalisierung** „Inelastische Interaktionen von Elektronen und Löchern und deren Thermalisierung ($10^{-16} - 10^{-12} \text{ s}$)“
3. **Transfer zum lumineszenten Zentrum** „Erzeugung von exzitonischen Zuständen und Gruppen von angeregten lumineszenten Zentren ($10^{-12} - 10^{-8} \text{ s}$)“
4. **Lichtemission** „Relaxation von angeregten lumineszenten Zentren und Aussenden von Lumineszenz (Licht) ($> 10^{-10} \text{ s}$)“

Schritt 4 wird hierbei allgemein als Lumineszenz bezeichnet. Von Lumineszenz spricht man bei dem elektronischen Übergang eines angeregten Zustands, insbesondere des elektronischen Übergangs bei einem Ion im Festkörper, in einen energetisch tieferen Zustand unter Aussendung eines Photons. Dieser Prozess tritt zum Beispiel bei Leuchtstofflampen oder Lasern auf, ohne dass man dabei von Szintillation spricht. Historisch wird bei der Lumineszenz zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz unterschieden. Die Unterscheidung erfolgt in der Literatur aber nicht einheitlich, siehe Tabelle 2.1.

Tabelle 2.1.: Unterschiedliche Definitionen für Fluoreszenz und Phosphoreszenz [17].

Fluoreszenz	Phosphoreszenz
Lebenszeit der Zustände: $< 10^{-8} \text{ s}$	$> 10^{-8} \text{ s}$
Direkte Emission bei Anregung.	Rekombinationslumineszenz: Energie ist metastabil im Material gespeichert und wird allmählich in Form von Lumineszenz freigesetzt.
Emission eines quantenmechanisch erlaubten Singulett-Übergangs.	Emission eines quantenmechanisch verbotenen Triplett-Übergangs.

Einen umfassenden Überblick über die Szintillatoren findet man in [15], [16].
Nach [15] sind Szintillatoren am besten wie folgt zu definieren:

Szintillator „It converts the energy of an incident particle or energetic photon (UV, X-ray, or gamma-ray) into a number of photons of much lower energy in the visible or near visible range, which can be easily detected with current photomultipliers, photodiodes, or avalanche photodiodes.

In contrast to *Cherenkov* radiation, scintillation occurs as a result of a chain of processes which are characterized by different time constants. This is well described by *Vasiliev* [18]“

Die wichtigsten Eigenschaften eines idealen Szintillators für Ionen sind:

- Er sollte die kinetische Energie der Ionen mit guter Effizienz in detektierbares Licht umwandeln.
- Die Lichtausbeute sollte proportional zur deponierten Strahlendosis sein (Linearität).
- Er sollte für das von ihm ausgehende Licht transparent sein.
- Die Zerfallszeit der induzierten Lumineszenz sollte kurz sein um schnelle Änderungen im Strahlungsfeld sehen zu können.
- Die Szintillation sollte annähernd keine Temperaturabhängigkeit aufweisen.
- Er muss in ausreichender Größe herstellbar sein um als Detektor dienen zu können.
- Er sollte chemisch stabil sein (z.B. nicht hygroskopisch).

2.3.2 Relaxation der elektronischen Anregung und Lichtemission in Szintillatoren

Nach der Betrachtung der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie und der damit deponierte Energie der radialen Dosisverteilung um die Spur des Ions soll in diesem Abschnitt der Energiekonversionsprozess bis hin zur Emission von Licht diskutiert werden.

Die Relaxation der elektronischen Anregung in Szintillatoren beinhaltet komplizierte Mechanismen; eine detaillierte Beschreibung der phänomenologischen Modelle ist in [15] (Kapitel 3) sowie den dort genannten Referenzen zu finden. Ziel dieses Abschnitts ist, anhand der Bandstruktur des Festkörpers einen ersten, einfachen Überblick über die Relaxation der elektronischen Anregung zu vermitteln. In Abbildung 2.5 sind fünf Zeitschritte abgebildet, die den Weg von der primären Anregung bis hin zur Lichtemission abdecken. Aus Vereinfachungsgründen ist nur ein Kernband dargestellt mit der oberen Energie E_c , das Valenzband (obere Energie $E_v = 0$, Bandbreite ΔE_v) und das Leitungsband des Isolators, das von dem Valenzband durch die Bandlücke E_g getrennt ist.

1. Der erste Schritt startet mit der primären Anregung durch die Wechselwirkung des Ions mit dem Material. Für hohe Teilchenenergien besteht diese primäre Anregung aus der Erzeugung schneller Elektronen (e) im Leitungsband und tiefer Löcher (h) in den inneren

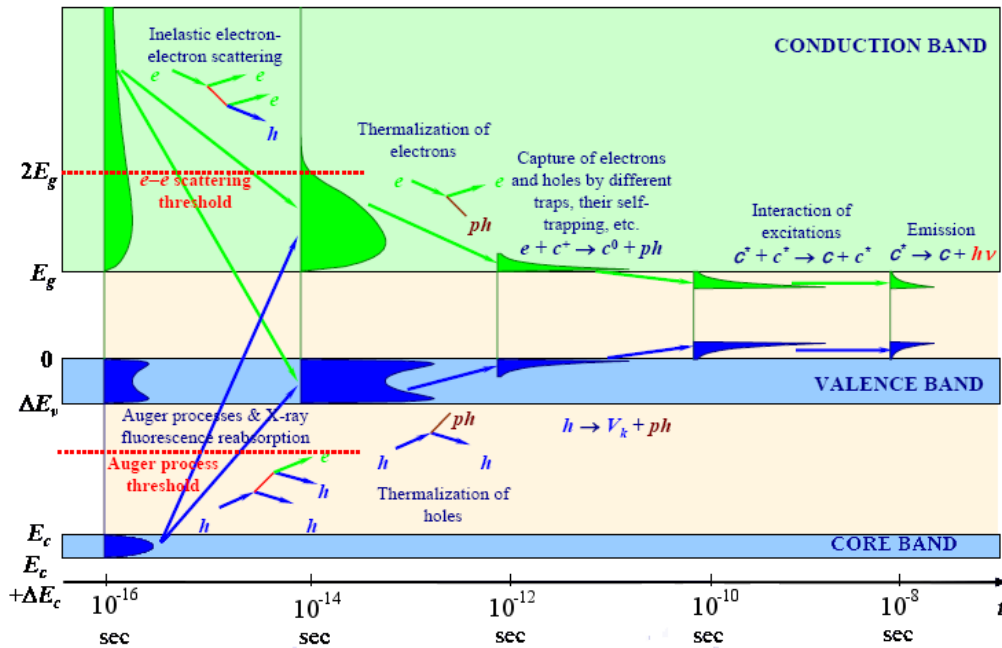


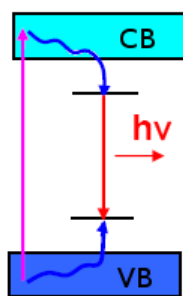
Abbildung 2.5.: Generelle Betrachtung des Prozesses der Szintillation von der primären Anregung durch das ionisierende Teilchen bis hin zur Emission aus [15].

Kernbändern. Innerhalb kurzer Zeit ($10^{-16} - 10^{-14}$ s) wird eine große Anzahl sekundärer elektronischer Anregungen erzeugt. Dies geschieht sowohl durch inelastische Elektron-Elektron-Streuung, als auch durch Auger-Prozesse. Beide Prozesse erzeugen Löcher im Valenzband und Elektronen im Leitungsband. Nach diesem Schritt gibt es keine weiteren Anregungen mehr. Alle Elektronen haben eine Energie kleiner $2E_g$ (e-e Streugrenzwert), und alle Löcher besetzen das Valenzband.

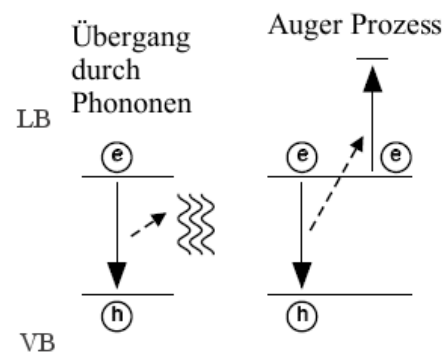
2. Der zweite Schritt ist die Thermalisierung der elektronischen Anregung über die Erzeugung von Phononen. Dies führt zu Elektronen mit niedriger kinetischer Energie am Boden des Leitungsbandes und zu Löchern im oberen Bereich des Valenzbandes.
3. Der nächste Schritt ist gekennzeichnet durch die Lokalisierung der Anregungen durch ihre Wechselwirkung mit Defekten im Material und Verunreinigungen. Zum Beispiel können Elektronen und Löcher an verschiedenen so genannten „traps“ im Gitter gefangen werden oder sich auch selbst („self-trapped“) lokalisieren. Es kann zur Erzeugung von Exzitonen, 'self-trapped'-Exzitonen und „self-trapped“-Löchern, bei gleichzeitiger Phononenerzeugung kommen. Die Lokalisierung der Anregungen kann durch die Erzeugung von Versetzungen im Gitter begleitet werden.
4. Die beiden letzten Schritte sind verbunden mit der Migration von relaxierten Anregungen und der strahlenden und nichtstrahlenden Rekombination von e-h-Paaren. Es ist wichtig, hierbei die Wechselwirkung der Anregungen untereinander zu berücksichtigen, was zu einer Verringerung der Anzahl der Anregungen führen kann. Dieser Punkt ist für die **Nicht-linearität** in der Energieauflösung, den Dichteeffekt und nichtexponentielle Abklingeffekte verantwortlich.

5. Der letzte Schritt ist die Lumineszenz der emittierenden Zentren, welche durch die finalen Anregungen, durch den schrittweisen Einfang von Ladungsträgern oder verschiedenste Arten des Energietransfers erzeugt wurden.

Eine der häufigsten Formen der strahlenden Rekombination in Isolatoren ist in Abbildung 2.6(a) dargestellt. Das angeregte Elektron relaxiert zur Bandkante des Leitungsbandes, wo es entweder an Defektzuständen oder an dotierten Fremdatomen eingefangen wird und dann unter Aussendung eines Photons rekombiniert. Auf diese Defektzustände wird im folgenden Abschnitt noch genauer eingegangen. Es gibt jedoch auch die Möglichkeit, über die Aussendung von Phononen wieder in das Valenzband überzugehen 2.6(b, links). Je höher jedoch die Anregungsdichte (Dichte von e-h-Paaren) ist, um so eher kommt es zu nicht strahlenden Übergängen durch Auger-Prozesse 2.6(b, rechts), wobei die Energie auf ein anderes Elektron im Leitungsband abgegeben wird. Die so übertragene Energie geht, wie bei den zuvor besprochenen Relaxationsprozessen, in Form von Phononen verloren. Generell darf die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern nicht vernachlässigt werden. Nicht strahlende Übergänge werden zusätzlich durch Erhöhung der Temperatur des Szintillators weiter begünstigt [15], [16], worauf im folgenden Abschnitt noch genauer eingegangen wird.



(a) Häufige Form des Übergangs in Isolatoren, wobei sie entweder mit Fremdatomen dotiert sind oder Defekte aufweisen.



(b) Mögliche Prozesse für nichtstrahlende Übergänge.

Abbildung 2.6.: Strahlende und nichtstrahlende Übergänge in Isolatoren.

2.3.3 Tiefe Zentren in Halbleitern und Isolatoren

Die hier zusammengestellten Betrachtungen stammen zum großen Teil aus [15], [16] und [19]. Viele Störstellen in Kristallen, wie zum Beispiel Lücken, Atome auf Zwischengitterplätzen, Fremdatome auf Gitterplätzen oder auf Zwischengitterplätzen, Versetzungen und andere Gitterfehler, welche die Kristallsymmetrie verletzen, führen zu lokalen Energiezuständen, deren Wellenfunktionen keine Bloch-Funktionen sind. Solche lokalen Energieniveaus können bei Halbleitern und Isolatoren in der Bandlücke angesiedelt sein; dies ist schematisch in Abbildung 2.6(a) dargestellt. Wenn es sich nicht um flache Störstellen in der Nähe der Bandkanten handelt, spricht man von **tiefen Störstellen** oder tiefen Zentren. Diese lokalen Energieniveaus tiefer Zentren können die elektrischen und optischen Eigenschaften von Halbleitern und Isolatoren stark beeinflussen.

Sie können technisch wichtige elektrische Eigenschaften begrenzen, wie die maximale Stromstärke in Halbleitern. Tiefe Zentren können jedoch auch wichtige optische Eigenschaften erst hervorbringen, wie zum Beispiel in Leuchtschirmen und Halbleiterlasern [19]. Solche Störstellen entstehen bei der Züchtung von Kristallen aus thermodynamischen Gründen, können aber auch durch ionisierende Strahlung erzeugt werden. Aus der Szintillation können Informationen über Verunreinigungen oder Defekte im Material gewonnen werden, die in [20] zusammengestellt sind. Eine Eigenschaft solcher Störstellen kann eine Absorption im optischen Bereich (etwa 1,7-3 eV) sein, weshalb man sie auch als Farbzentren bezeichnet, da sie zu einer Färbung der Kristalle führen. Ein Farbzentrum ist zum Beispiel das *F-Zentrum*, eine anionische Fehlstelle im Gitter, in der sich ein oder mehrere Elektronen aufhalten.

Al_2O_3 besitzt unterschiedliche Varianten von F-Zentren. Es gibt sowohl Sauerstofffehlstellen mit zwei Elektronen (*F* oder auch F^0 -Zentrum), mit einem Elektron (F^+ -Zentrum) und auch Paarungen von *F*-Zentren (F_2 -Zentren) wiederum in verschiedenen Ladungszuständen [21], [22]. In Abbildung 2.7 ist die energetische Lage der verschiedenen *F*-Zentren und gepaarten F_2 -Zentren mit verschiedenen Ladungszuständen in der Bandlücke von Al_2O_3 dargestellt. Nur das F_2^+ -Zentrum besitzt eine Absorption im optischen Bereich und könnte somit zur Färbung von Al_2O_3 beitragen. Die Emission der Farbzentren von Al_2O_3 reicht vom UV-Bereich (F^+ , 3,8 eV (326 nm)) über den Anfang des optischen Bereichs (F^0 , 3,0 eV (413 nm)) bis tief in den optischen Bereich (F_2^{2+} , 2,2 eV (564nm)).

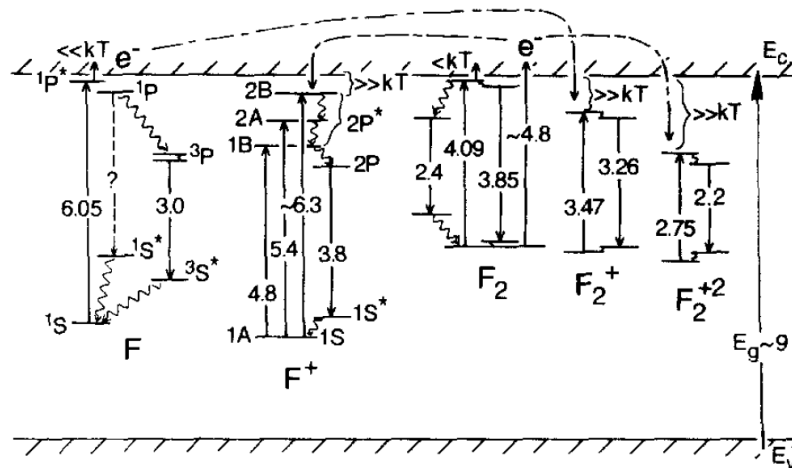
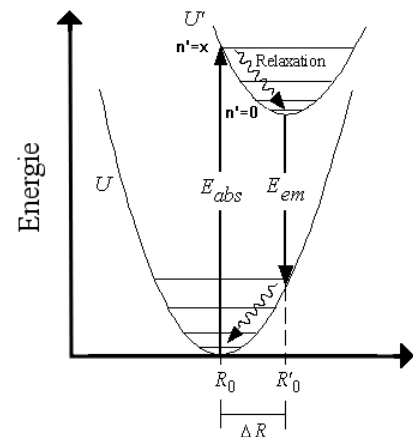
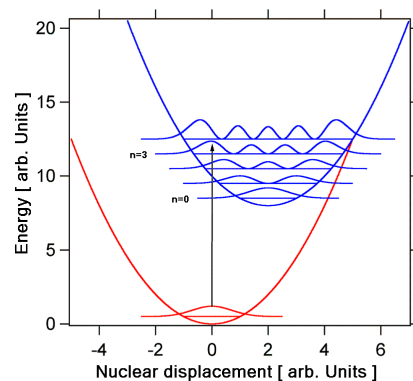
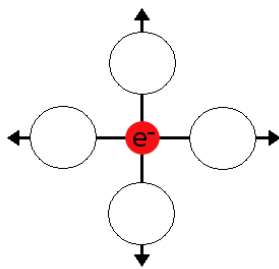


Abbildung 2.7.: Darstellung der möglichen Energieniveaus der Farbzentren in Al_2O_3 (Angaben in eV) aus [21], zusammen mit der möglichen Migration von Elektronen aus angeregten Zuständen zu anderen Farbzentren.

Der Unterschied zwischen Absorption und Emission erklärt sich am einfachsten über das Konfigurationskoordinatendiagramm. In dieser Modellvorstellung geht man davon aus, dass sich die Nachbaratome des F-Zentrums symmetrisch zu ihm bewegen. In Abbildung 2.8(a) ist diese Schwingungsmoden dargestellt. Es werden alle anderen Schwingungsmodi vernachlässigt, was zu Fehlern in der Beschreibung des angeregten Zustands führen kann. Die Gültigkeit des Modells ist daher eingeschränkt [16]. Das Konfigurationskoordinatendiagramm reduziert sich für die in Abbildung 2.8(a) zu sehende Mode auf einen Plot, in dem die Energie des F-Zentrums gegen die Distanz zu seinen Nachbaratomen aufgetragen ist. Es ermöglicht die Beschreibung des

Verhaltens des F-Zentrums unter Berücksichtigung seiner Nachbarn bzw. der Bindungskräfte. In Abbildung 2.8(b) ist ein Konfigurationskoordinatendiagramm dargestellt. Die Distanz zu den Nachbaratomen verändert sich aufgrund der Schwingung. Die untere Parabel repräsentiert den Grundzustand mit dem Minimum bei R_0 . Die Parabelform der Kurven kommt daher, dass eine harmonische Schwingung für die Mode in Abbildung 2.8(a) angenommen wird, d. h. die rücktreibende Kraft ist proportional zum Versatz in R mit $F = -k(R - R_0)$. Eine Kraft dieser Form führt zu einer potenziellen Energie, mit einer parabolischen Abhängigkeit von R mit $E_n = \frac{1}{2}k(R - R_0)^2$ und der Kraftkonstante k . Durch die quantenmechanische Lösung des harmonischen Oszillators ergibt sich die Energie $E_n = (n + \frac{1}{2})h\nu$ mit den Vibrations- bzw. Energieniveaus $n = 0, 1, 2, \dots$, wobei ν die Vibrationsfrequenz ist. Die Distanz zwischen zwei benachbarten Energieniveaus beträgt dabei $h \cdot \nu$. Teile dieser Niveaus n sind in Abbildung 2.8(b) zusammen mit den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten dargestellt. Eine einfache Herleitung ist in [23] zu finden. Das Maximum der Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das niedrigste Vibrationsniveau $n = 0$ befindet sich bei R_0 . Für höhere Vibrationsniveaus, wie zum Beispiel $n = 3$, hat die Aufenthaltswahrscheinlichkeit die höchsten Werte an den Umkehrpunkten und n Nullstellen.



(a) Schwingungs-
mode der Nachbar-
atome des
F-Zentrums
welche für das
Konfigurations-
koordinatendiagramm
angenommen wird.

(b) Konfigurationskoordina-
tendiagramm mit der Aufent-
haltswahrscheinlichkeit der
verschiedenen Niveaus.

(c) Konfigurationskoordinaten-
diagramm mit der Darstellung
von Absorption, Relaxation und
Emission.

Abbildung 2.8.: Erklärung zum Konfigurationskoordinatendiagramm.

Man betrachte nun einen Übergang vom Grundzustand in einen angeregten Zustand durch Absorption. Die Bindungen des F-Zentrums zu seinen Nachbaratomen können sich mit dem Übergang in den angeregten Zustand verändern. Daraus würde sich ein neuer Gleichgewichtsabstand R'_0 und eine neue Kraftkonstante k' ergeben. Es wird hier ein Offset der Parabeln von ΔR angenommen. In Abbildung 2.8(b,c) ist ein solcher Übergang aus dem Grundzustand $n = 0$ mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bei R_0 als vertikale Linie dargestellt. Dies beruht auf der Tatsache, dass der Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand elektronischer Natur ist, wogegen ein horizontaler Versatz in R eine internukleare Distanzänderung darstellt. Da

sich Elektronen im Rahmen der *Born-Oppenheimer-Näherung* wesentlich schneller bewegen als der Atomkern, findet dieser Übergang, in guter Näherung, unter statischen Umgebungsbedingungen statt. Dies impliziert einen vertikalen Übergang in Abbildung 2.8(b,c). Der Übergang findet hier also im Grundzustand mit $n=0$ mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bei R_0 statt. Der Übergang endet am Rand der Parabel für den angeregten Zustand, bei dem Vibrationsniveau $n' = x$, weil auch hier die Aufenthaltswahrscheinlichkeit maximal ist. Dieser Übergang repräsentiert das Maximum im Absorptionsspektrum. Es ist auch möglich, dass eine Absorption bei Werten von R stattfindet, die von R_0 verschieden sind. Diese Übergänge haben eine kleinere Wahrscheinlichkeit, die mit Hilfe der Franck-Condon-Faktoren berechnet werden (siehe [23]). Aus diesem Zusammenhang erklärt sich ein Absorptionsspektrum mit der mittleren Energiedifferenz, sprich dem Maximum bei R_0 .

Wenn der angeregte Zustand in einem höheren Vibrationsniveau ($n' > 0$ in Abbildung 2.8(c)) erreicht ist, kehrt das F-Zentrum häufig als erstes zu dem niedrigsten Vibrationsniveau $n' = 0$ im angeregten Zustand zurück. Diesen Vorgang nennt man *Relaxation*. Hierbei wird die überschüssige Energie an das Wirtsgitter des F-Zentrums abgegeben, und danach nimmt das F-Zentrum seine neue Position bei R'_0 ein. Während der Relaxation kommt es normalerweise nicht zur Emission. Das erkennt man durch die beteiligten Ereignisraten. Eine schnelle Emission hat eine Rate von 10^8 s^{-1} , wohingegen eine Relaxation eine Rate von 10^{13} s^{-1} aufweist [16]. Die Relaxation ist also wesentlich schneller als die schnelle Emission. Von dem niedrigsten Vibrationsniveau des angeregten Zustands bei $n' = 0$ kann das System spontan, unter Aussendung von Strahlung, zu einem höheren Vibrationsniveau des Grundzustands, zum Beispiel $n = 4$, zurückkehren. Von diesem höheren Vibrationsniveau des Grundzustandes ausgehend kommt es wieder zur Relaxation. Die Regeln für die Emission sind die gleichen wie für die Absorption. Der Unterschied zur Absorption liegt darin, dass die Emission spontan geschehen kann, wohingegen die Absorption die Gegenwart eines Strahlungsfeldes, sprich die Zufuhr von Energie, voraussetzt.

Da die Emission häufig vom niedrigsten Vibrationsniveau des angeregten Zustandes zu einem höheren Vibrationsniveau des Grundzustandes verläuft, gibt es eine Energiedifferenz zwischen Absorption und Emission ($\Delta E = \text{Relaxation}_1 + \text{Relaxation}_2$). Die Energiedifferenz zwischen dem Maximum im Emissionsspektrum und dem Maximum im Absorptionsspektrum nennt man *Stokes-Shift*. Hier wird klar, dass ein größeres ΔR auch eine größere Energiedifferenz zwischen Emission und Absorption zur Folge hat, sprich eine größere Stokes-Shift. Die Stokes-Shift trägt damit auch zur Quanteneffizienz des Szintillators bei. Je größer die Stokes-Shift ist, umso weniger des emittierten Lichts kann zur erneuten Anregung des F-Zentrums dienen. Wenn die Parabeln die gleich Kraftkonstante k besitzen, also die Parabeln die gleiche Form haben, ist der Energieverlust pro Relaxationsprozess $K \cdot h \cdot \nu$. Hier ist $h \cdot \nu$ der Abstand von zwei Vibrationsniveaus und K eine ganze Zahl. Die Stokes-Shift ergibt sich für diesen Fall zu $2 \cdot K \cdot h \cdot \nu$. Die Konstante K nennt man *Huang-Rhys Kopplungskonstante*. Sie ist proportional zu $(\Delta R)^2$ und ein Maß für die Elektronen-Gitter-Kopplung.

Durch diese Betrachtungen kann man den Absorptions-Emissions-Prozess wie folgt visualisieren. Absorption tritt ohne eine Veränderung in R auf und wird gefolgt von einer Neuordnung des F-Zentrums im Wirtsgitter, bis der neue Gleichgewichtsabstand ($R + \Delta R$) erreicht ist. Folgerichtig kommt es bei der Emission auch zu keiner Abstandsänderung in R , gefolgt von einer Kontraktion um ΔR , bis der Gleichgewichtsabstand des Grundzustandes wieder erreicht ist. Dies

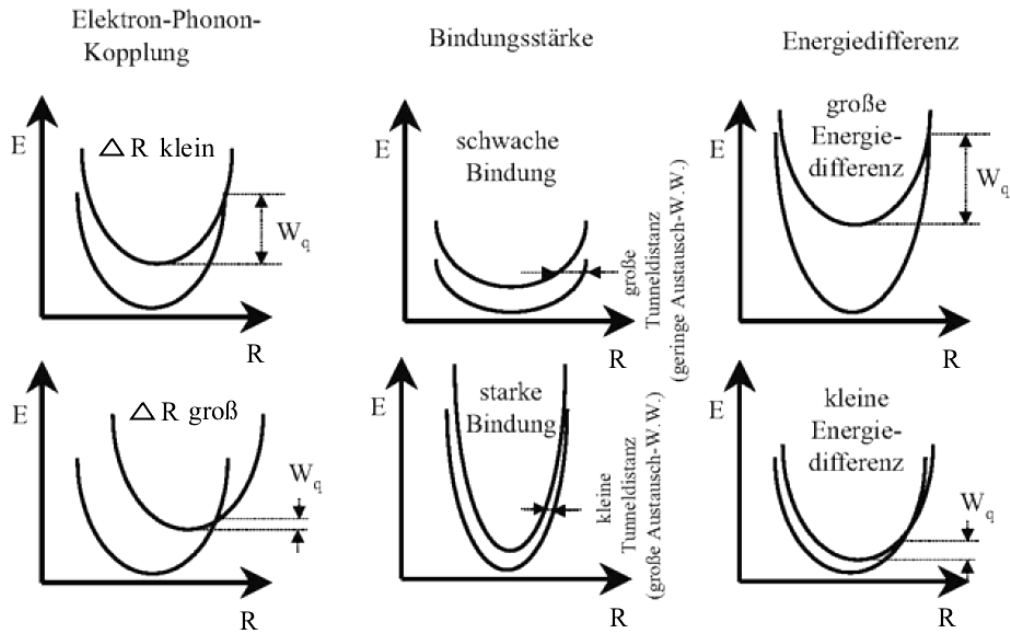


Abbildung 2.9.: Verschiedene Fälle von ΔR , k und ΔE aus [17].

ist eine klassische Beschreibung die durch das Auftreten von Schwingungsmodi im angeregten Zustand, welche von der Mode in Abbildung 2.8(a) verschieden sind, nicht immer zutreffend ist.

In Abbildung 2.9 sind verschiedene Fälle von ΔR , k und der Energiedifferenz von Grundzustand und angeregtem Zustand ΔE abgebildet. W_q steht dabei für die benötigte Energie um vom Grundzustand der oberen Parabel strahlungslos auf die untere Parabel zu wechseln. Wenn die thermische Energie größer ist als W_q kann es zu einem Übergang auf die Parabel des Grundzustandes kommen; man spricht hier vom thermischem Quenching. Aus Abbildung 2.9 lassen sich folgende Punkte schließen [17]:

- Je größer der Versatz der Parabel (ΔR) (Elektron-Phononen-Kopplung) ist, desto kleiner ist W_q (Abbildung 2.9, links)).
- Je größer die Bindungsstärke (k) ist, desto steiler ist die Krümmung der Parabel (2.9, Mitte). Je steiler die Krümmung der Parabel ist, umso früher kommt es zum Tunneln auf die Parabel des Grundzustandes.
- Je größer ΔE ist, desto größer ist in der Regel auch W_q , und das thermische Quenching setzt erst bei höheren Temperaturen ein (Abbildung 2.9, rechts).

Ein Szintillator mit hoher Effizienz, also mit einem geringen Anteil nicht strahlender Übergänge, sollte nach der Vorstellung in Abbildung 2.9 ein großes ΔE , eine schwache Bindung (k) und ein kleines ΔR besitzen. Ein kleines ΔR tritt bei Übergängen auf, deren Energieniveaus nicht oder nur gering an der Bindung beteiligt sind (Beispiel 4f-4f-Übergänge in Lanthaniden). Für Dotierungen, wie zum Beispiel die Lanthanide (wie *Eu* und *Nd*), sind die in diesem Abschnitt diskutierten Zusammenhänge ebenfalls gültig.

2.4 Momente einer Verteilung

In diesem Abschnitt werden die zur Quantifizierung der Strahlprofile verwendeten Größen vorgestellt und ihre Bedeutung erläutert. Aus den Bildern der Leuchtflecke des Ionenstrahls auf den Szintillatoren werden die Intensitätsverteilungen für die horizontale X- und die vertikale Y-Achse errechnet. Um die verschiedenen Intensitätsverteilungen der unterschiedlichen Materialien quantitativ miteinander vergleichen zu können, werden die zentralen Momente der Intensitätsverteilung berechnet. Es gibt sehr verschiedene Verteilungsfunktionen. Sie unterscheiden sich durch ihre Form und es wurden verschiedene Parameter zu ihrer Charakterisierung eingeführt. Die folgenden Definitionen sind [24] entnommen. Die Parameter einer Verteilung werden jeweils als *Erwartungswerte* einer Funktion $g(x)$ der Variablen x definiert.

$$\langle g(x) \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) g(x) \quad (2.5)$$

Beziehungsweise für eine diskrete Variable:

$$\langle g(x) \rangle \equiv \sum_i w_i g(x_i) \quad (2.6)$$

Dabei müssen sowohl die w_i als auch die Funktion $f(x)$ normiert sein. Durch die Normierung ist dann der Erwartungswert für $g(x) = 1$ immer 1. Für den Fall das $g(x) = x$ ist, ergibt sich aus Gleichung 2.5 ein wichtiger Parameter einer Verteilung, nämlich der *Mittelwert*.

$$\mu \equiv \langle x \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) x \quad (2.7)$$

Oder für diskrete Verteilungen:

$$\mu \equiv \frac{\sum_i w_i x_i}{W} \quad (2.8)$$

Die Division durch W ($W = \sum_i w_i$) entspricht hier der Normierung für w_i .

Der Mittelwert μ ist das erste Moment einer Verteilung. Bei einer Massedichteverteilung ist $\langle x \rangle$ die Position des Masseschwerpunkts. Wichtige Erwartungswerte zur Charakterisierung einer Verteilung sind die zentralen Momente $\mu_i = \langle (x - \mu)^i \rangle$. Neben dem Mittelwert μ ist auch das zweite zentrale Moment, die *Varianz*, geläufig.

$$\text{Var}(x) \equiv \sigma^2 \equiv \frac{\sum_i w_i [x_i - \mu]^2}{W} \quad (2.9)$$

Neben dem Erwartungswert μ und der Varianz einer Verteilung sind die höheren zentralen Momente wie *Skewness* und *Kurtosis* ebenfalls von Wichtigkeit. Die *Skewness* ist ein Maß für den Grad der Asymmetrie einer Verteilung. In [25] ist die *Skewness* als

$$\gamma = \frac{\mu_3}{\sigma^3} \quad (2.10)$$

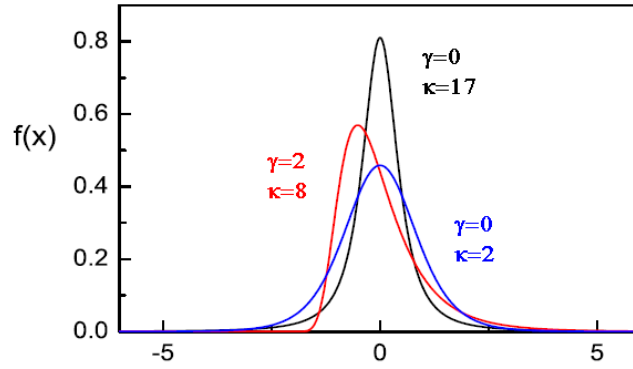


Abbildung 2.10.: Beispiel für verschiedene Verteilungen aus [26].

definiert, wobei μ_i wieder das i-te zentrale Moment $\mu_i = \langle (x - \mu)^i \rangle$ ist. Für eine Exponentialverteilung ist $\gamma = 2$, wohingegen für eine Normal- oder eine Laplace-Verteilung $\gamma = 0$ ist. In Abbildung 2.10 sind verschiedene Verteilungen mit $\mu = 0$ und $\sigma = 1$ zu sehen. Die Werte für Skewness (γ) und Kurtosis (κ) sind an den Verteilungen eingetragen. Für die schwarze und die blaue Verteilungsfunktion ist die Skewness gleich Null, da sie symmetrisch um den Mittelwert μ (Schwerpunkt) sind mit $\mu = 0$. Für die rote Verteilung ist $\gamma = 2$, da die Verteilung eine „rechte Schulter“ hat. Wenn die rote Verteilung anstatt einer rechten Schulter eine linke Schulter hätte, wäre der Wert für γ negativ. Für eine diskrete Verteilungsfunktion ist die Skewness definiert als

$$\gamma = \frac{\sum_i w_i \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^3}{W} \quad (2.11)$$

mit $W = \sum_i w_i$ (Normierung) und $\sigma = (\text{Varianz})^{\frac{1}{2}}$. In dieser Form wird die Skewness auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Die *Kurtosis* ist ein Maß für die Wölbung einer Verteilungsfunktion. In [25] ist die Kurtosis einer Verteilung als

$$\kappa = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3 \quad (2.12)$$

definiert. Für eine Normalverteilung ist $\kappa = 0$. Die -3 ist somit die Normierung auf eine Normalverteilung. In Abbildung 2.10 sind neben den γ auch die κ Werte der abgebildeten Verteilungen an den Graphen vermerkt. Wie man sieht, sind alle abgebildeten Verteilungen stärker gewölbt als eine Normalverteilung (spitzer), da der Wert für κ positiv ist. Für eine diskrete Verteilungsfunktion ist die Kurtosis als

$$\kappa = \frac{\sum_i w_i \left[\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right]^4}{W} - 3 \quad (2.13)$$

definiert mit $W = \sum_i w_i$ (Normierung) und $\sigma = (\text{Varianz})^{\frac{1}{2}}$. In dieser Form wird die Kurtosis in der vorliegenden Arbeit verwendet. Die Projektionen der Intensitätsverteilung der Leuchtflecke auf die horizontale und vertikale Strahlachse werden über die Erwartungswerte μ , σ , γ und κ miteinander verglichen.

2.5 Emittanzmessung mit Leuchtschirmen

Da die Pepperpot-Emittanz-Messung eine mögliche Anwendung von hochstromtauglichen Szintillatoren ist, wird nachfolgend die Emittanz und die Messmethode vorgestellt.

2.5.1 Emittanz

Gegeben sei eine Anzahl N von identischen Teilchen, die den Ionenstrahl bilden. Unter der Annahme, dass es keine nichtlinearen Wechselwirkungen wie die der Raumladung gibt, kann die Bewegung eines Teilchens mit einer linearen Differenzialgleichung zweiter Ordnung beschrieben werden. Jedes Teilchen wird dabei mit drei Koordinatenpaaren im sechsdimensionalen Phasenraum beschrieben. Die Qualität des Ionenstrahls wird durch das Integral über die Dichtefunktion $\rho(x, x', y, y', z, z')$ des Phasenraums beschrieben. Bei der Abwesenheit von nichtlinearen Wechselwirkungen ist die Emittanz eine Erhaltungsgröße. In der Beschleunigerphysik wird die Koordinate z als Ausbreitungsrichtung und somit die Emittanz für die zz' -Ebene des Phasenraums als longitudinale Emittanz definiert. Dementsprechend sind die Emittanzen der Ebenen xx' und yy' transversale Emittanzen. Die Pepperpot-Methode bestimmt sowohl die Emittanz für die xx' und yy' Ebene. Für die xx' Ebene ist die Emittanz definiert als

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \int \rho(x, x') dx dx', \quad (2.14)$$

mit der Dichtefunktion $\rho(x, x')$. Die Emittanz ist also ein Maß für die Strahlqualität und wird über Profilmessungen ermittelt. Kenntnisse über die Emittanz eines Ionenstrahls sind zum Beispiel für die Entwicklung von neuen Ionenquellen wichtig. Bei der Inbetriebnahme eines Beschleunigers ist die Kenntnis der Emittanz ebenfalls sehr wichtig, da die Akzeptanz der einzelnen Beschleunigerabschnitte auf die Emittanz des Ionenstrahls angepasst werden muss.

2.5.2 Prinzip der Pepperpot Methode

Die Pepperpot-Methode ist in der Lage, mit einem Makropuls die Emittanz für beide transversale Ebenen des Phasenraums zu ermitteln. In Abbildung 2.11 ist der prinzipielle Aufbau der Messmethode dargestellt. Der Ionenstrahl kommt in Abbildung 2.11 von links. Der Ionenstrahl trifft auf eine Metallplatte mit einer Vielzahl kleiner Löcher (daher eng. Pepperpot). Die Löcher haben einen Durchmesser von 0,1 mm und sind wie Matrixelemente auf der Metallplatte angeordnet. Durch die Löcher können kleine Bereiche des Ionenstrahls unbeeinflusst die Metallplatte passieren. Die vielen kleinen Ausschnitte des Ionenstrahls haben durch die Größe der Löcher einen definierten Durchmesser. Durch die Impulsanteile der Teilchen in x und y Richtung kann sich die Intensitätsverteilung der Ausschnitte des Ionenstrahls über die Driftstrecke ändern. Nach dieser definierten Driftstrecke treffen die Ausschnitte des Ionenstrahls auf einen Leuchtschirm. Der Leuchtschirm wird von einer CCD Kamera beobachtet; in Abbildung 2.12 ist eine solche Aufnahme der Kamera zu sehen.

Die Kalibrierung erfolgt mit einem aufgeweiteten Laserstrahl ohne gleichzeitigen Ionenstrahlbetrieb. Der Laserstrahl trifft ebenfalls auf die Metallplatte, die optische Achse entspricht da-

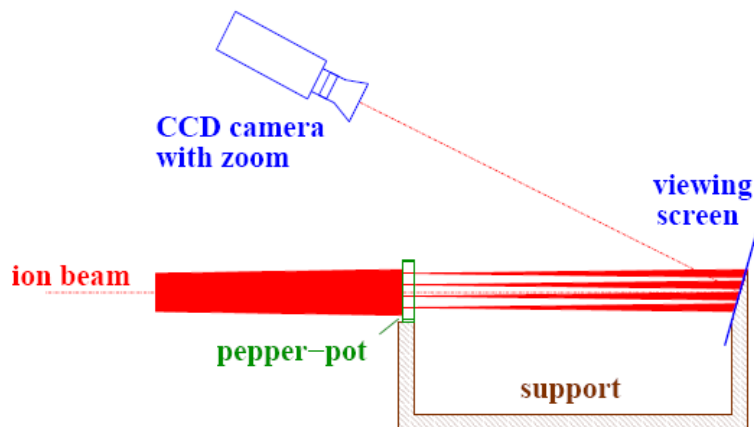


Abbildung 2.11.: Prinzipskizze der Pepperpot-Methode aus [3].

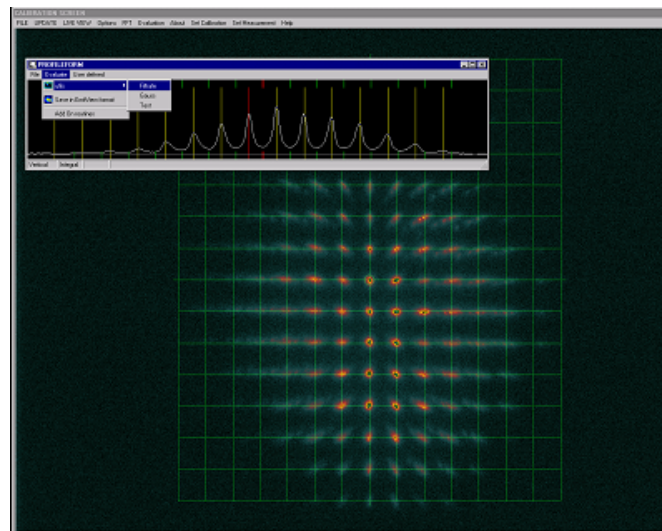


Abbildung 2.12.: Abbildung des Ionenstrahls auf Al_2O_3 Schirm aus [3].

bei der Strahlachse des Ionenstrahls. Da der Laserstrahl eine sehr viel kleinere Emittanz als der Ionenstrahl besitzt, bildet er die Löcher in der Metallplatte ohne signifikante Aufweitung auf dem Leuchtschirm ab. Die Aufnahmen der Leuchtflecke, welche der Ionenstrahl auf dem Leuchtschirm erzeugt, werden nun mit dem Abbild des Laserstrahls verglichen. Über die Intensitätsverteilung der vielen kleinen Leuchtflecke kann so auf die Emittanz für die xx' und die yy' Ebene zurückgerechnet werden. Mehr über die genaue Realisierung bei der GSI und die Kalibrierung ist [27] zu entnehmen. Eine detailliertere Ausführung über den theoretischen Hintergrund ist bei [3] zu finden. Der Vorteil dieser Methode liegt in der wesentlich kürzeren Messzeit verglichen mit der Slit-Grid-Methode (Erklärung Slit-Grid-Methode siehe [3]), sowie einem einfacheren Messaufbau und der Möglichkeit die Emittanz für jeden einzelnen Makropuls festzustellen.

3 Experimentelles

3.1 Untersuchte Materialien und Parameterraum

Szintillatoren werden in den verschiedensten Anwendungsgebieten an Beschleunigeranlagen weltweit eingesetzt, wobei die Anforderungen an den Szintillator dabei sehr unterschiedlich sein können. Es gibt große Unterschiede in den Anforderungen an Szintillatoren in den jeweiligen Einsatzgebieten der Physik. Sowohl im primären Ionenstrahl als auch für den Nachweis von Sekundärstrahlung, die zum Beispiel durch Strahlverlust entsteht, bis hin zur Energiebestimmung von Kollisionsfragmenten in der Hochenergiephysik werden Szintillatoren eingesetzt. Bei dem Nachweis des primären Ionenstrahls kommt es vor allem auf die Abbildungseigenschaften, das dynamische Verhalten und die Strahlungsstabilität an, wohingegen die wichtigsten Punkte bei Hochenergieexperimenten die Linearität und die möglichen Zählraten sind [15].

Ein weiterer großer Unterschied entsteht durch das Bremsvermögen (Energieverlust/Weglänge) der Teilchen. Vergleicht man das Bremsvermögen von Protonen mit einer Energie von 2 GeV/u mit dem von Uran mit 4,8 MeV/u in Al_2O_3 stellt man fest, dass es sich um mehr als einen Faktor 1000 unterscheidet (36 eV/nm für Protonen @ 2 GeV, 50 keV/nm für Uran @ 4.8 MeV/u). Erschwerend kommt dabei noch der riesige Unterschied in den radialen Dosisverteilungen durch die extremen Geschwindigkeitsunterschiede der Projektile (siehe Abschnitt 2.2) hinzu. Für Protonen ergibt sich ein Maximum von $4,3 \cdot 10^5$ Gy und für Uran $4,5 \cdot 10^8$ Gy. Daraus ergibt sich für den Fall von Uran bei 11,4 MeV/u in Al_2O_3 eine viel größere Materialbelastung verglichen mit der von Protonen bei 2 GeV. An diesem Beispiel erkennt man deutlich die Unterschiede, die sich aus den möglichen Einsatzbereichen ergeben.

Die Strahlenbelastung der Materialien wirkt sich direkt auf die zu erwartende mögliche Einsatzdauer aus. Für einen Detektor wie PANDA, der am neuen Speicherring der FAIR-Beschleunigeranlage gebaut wird, ergibt sich für die dort eingesetzten $PbWO_4$ -Kristalle eine maximale Dosisrate von 27 mGy/h [28], woraus sich eine Lebensdauer von über 10 Jahren ableiten lässt. Der Primärstrahl trifft die Kristalle dabei nicht.

Für Leuchtschirme am UNILAC der GSI ist die Angabe einer, durch den Ionenstrahl applizierten, Dosis durch den in Abschnitt 2.1.2 diskutierten Verlauf der Energiedeposition schwieriger. Da der Bragg-Peak in etwa 80 μm Tiefe liegt, wird die gesamte Energie der Ionen in einem sehr kleinen Volumen deponiert. Um eine Näherung für die Dosis angeben zu können, wird deshalb von einem gaußförmigen Ionenstrahl ausgegangen und die mittlere Dosis entlang der Flugbahn im 1 Sigma-Bereich der Intensitätsverteilung berechnet. Am UNILAC ergäbe sich für einen Al_2O_3 -Schirm, auf den ein gaußförmiger Argonionenstrahl (Ar^{10+} , 11,4 MeV/u, $6,25 \cdot 10^{11}$ ppp, Sigma = 2 mm, 1mA, 1 ms) trifft, eine Dosisleistung von $1,29 \cdot 10^{12}$ Gy/h (für den 1 Sigma Bereich und über die gesamte Reichweite gemittelt). Der Unterschied in der Dosisleistung beträgt somit mehr als 13 Größenordnungen.

Da der Einsatz von typischen Hochenergie-Szintillatoren wie $PbWO_4$ aus Gründen der zu großen Dosisleistungen unmöglich ist, werden strahlungsresistentere Materialien [29, 30, 31, 32, 33, 34] untersucht. Ziel bei der Auswahl eines Szintillators ist es, ein Material zu finden, das möglichst viele der in Abschnitt 2.3.1 erläuterten Eigenschaften vereint. Bisherige Untersuchungen von Szintillatoren in diesem Einsatzbereich, wie zum Beispiel [35] und [36], liefern ausschließlich Anhaltspunkte zur Schädigung der Materialien, wobei diese Ableitungen nur an-

hand der Lichtausbeute getroffen wurden. Keine zur Zeit bekannte Arbeit beinhaltet die Beurteilung der Abbildungseigenschaften im Vergleich mit Referenzmethoden und die dazu nötigen spektroskopischen Untersuchungen. Die Untersuchungen der dieser Dissertation vorangegangenen Diplomarbeit [37] ergaben, dass Oxid- und Nitridkeramiken mögliche Materialien für den Einsatzbereich am UNILAC der GSI sein können. Dagegen sind typische Szintillatoren wie CdWO_4 , YAG : Ce oder $\text{CaF}_2 : \text{Eu}$ nicht für den Einsatz am UNILAC geeignet. Es wurden daher folgende Materialien für die Experimente dieser Arbeit ausgewählt:

- Zirkonoxid, ZrO_2 stabilisiert mit Y (Z700), Mg (Z507) und Y + 20% Al_2O_3 (Z70020A)
- Aluminiumoxid, Al_2O_3 mit einer Reinheit von 99,9% und mit Cr dotiert
- Aluminiumnitrid, AlN
- Quarzglas, *Herasil 102*

Die in Klammern stehenden Abkürzungen sind die Handelsnamen für die Materialien, wie sie der Hersteller *BCE Special Ceramics* verwendet. Die Experimente wurden mit verschiedenen Ionsorten und Strahlintensitäten durchgeführt. Es wurden für die systematische Untersuchung der Abbildungseigenschaften $^{48}\text{Ca}^{10+}$ mit 11,4 MeV/u und 4,8 MeV/u eingesetzt. Weitere Experimente wurden auch mit $^1\text{H}^{1+}$, $^{40}\text{Ar}^{10+}$ sowie $^{238}\text{U}^{28+}$ durchgeführt. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über den Parameterraum. Hier stehen die Abkürzung ppp für **p**articles **p**er **p**ulse, P_{peak} für die Pulsleistung und P_{aver} für die mittlere eingekoppelte Strahlleistung. Bei den Angaben in Tabelle 3.1 führt die Kombination aus maximaler Pulslänge mit maximalem Strahlstrom nicht zwangsläufig zur maximalen Teilchenzahl. Die Reichweiten der Ionen in den Materialien liegen zwischen 50 und 500 μm , je nach Energie-Ion-Material Kombination.

Tabelle 3.1.: Untersucher Parameterraum.

Ion	Energie	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
$^1\text{H}^{1+}$	11,4 [MeV/u]	32,8 μA	2 ms	$4,1 \cdot 10^{11}$	374 W	1.5 W
$^{40}\text{Ar}^{10+}$	11,4 [MeV/u]	260 μA bis 460 μA	250 μs bis 500 μs	$3,3 \cdot 10^{10}$ bis $1,1 \cdot 10^{11}$	12,1 kW bis 16,6 kW	4,1 W bis 8,0 W
$^{48}\text{Ca}^{10+}$	4,8 u. 11,4 [MeV/u]	13,5 μA bis 31 μA	1,2 ms bis 5 ms	$1,9 \cdot 10^{10}$ bis $9,3 \cdot 10^{10}$	317 W bis 1,4 kW	1,6 W bis 7,0 W
$^{238}\text{U}^{28+}$	4,8 [MeV/u]	300 μA	300 μs	$2,1 \cdot 10^{10}$	12,8 kW	3,8 W

3.2 Experimentaufbau

3.2.1 Untersuchung der Abbildungseigenschaften

Leuchtschirme werden schon seit Jahrzehnten zur Strahleinstellung an Beschleunigern verwendet. Abbildung 3.1(a) zeigt das Messprinzip eines Leuchtschirms bei GSI [3]. Der im allgemeinen runde Leuchtschirm wird von einer pressluftbetriebenen Lineardurchführung bewegt. Der Leuchtschirm, welcher unter 45° zum Strahl steht, wird über ein Vakuumfenster von einer *Charge Coupled Device* Kamera (CCD Kamera) beobachtet. Um die Messung zu starten wird der Leuchtschirm über den Pressluftantrieb in den Strahl gefahren. Es handelt sich dabei um eine Strahl-zerstörende Messmethode, die bei UNILAC Energien den Strahl sogar völlig stoppt. Es kann daher immer nur mit einem Leuchtschirm gemessen werden. An der Stelle, an der der Ionenstrahl auf den Leuchtschirm trifft, wird die kinetische Energie der Ionen teilweise in Licht umgewandelt und der Leuchtfleck auf dem Schirm gibt idealerweise die Intensitätsverteilung des Ionenstrahls wieder. Sowohl Lage als auch transversales Strahlprofil werden an der Messstelle in einer Messung gleichzeitig bestimmt und dienen den Operateuren zur Einstellung und Optimierung des Ionenstrahls. Nach der Messung wird der Leuchtschirm wieder aus dem Bereich des Ionenstrahls herausgefahren, um einen ungehinderten Strahlbetrieb hinter der Messstelle zu ermöglichen. Der Leuchtschirm befindet sich allerdings ganzzeitig im Vakuum des Beschleunigers.

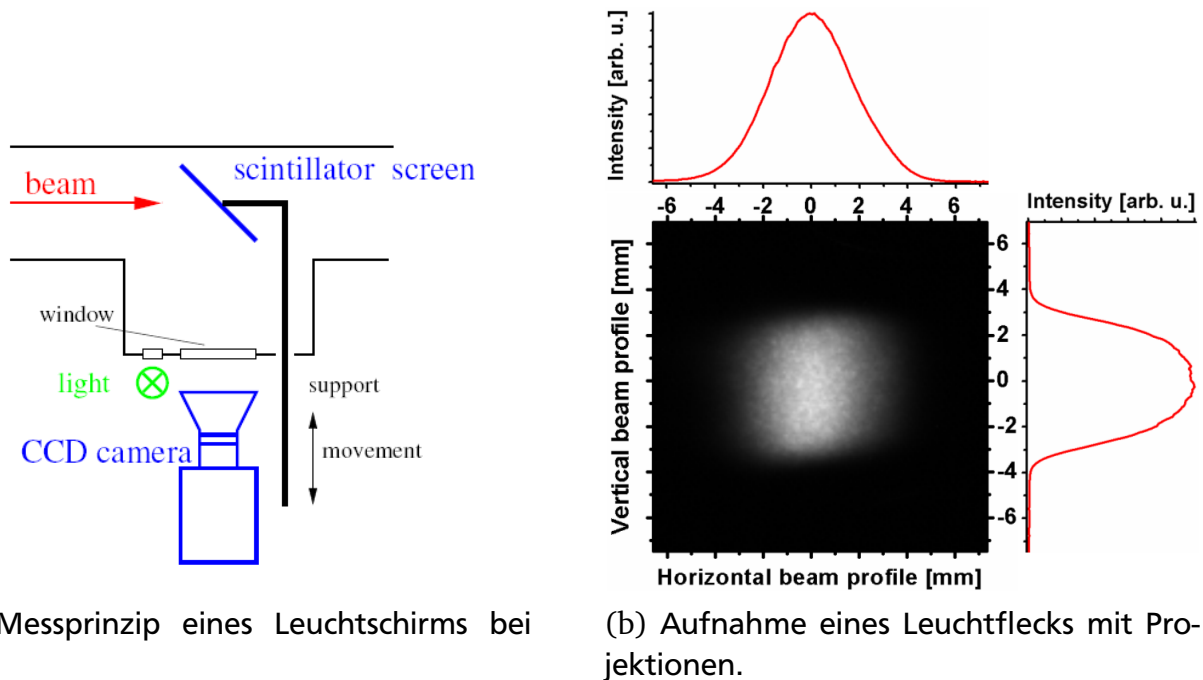


Abbildung 3.1.: Messverfahren und Projektion.

Im Vergleich zu der weit verbreiteten Profilmessmethode mit Gittern [3] zeichnen sich Leuchtschirme durch ihre Kosteneffizienz und ihre zweidimensionale Abbildung aus. Ionenstrahlen mit komplizierten Intensitätsverteilungen, wie sie hinter einer EZR-Quelle zu erwarten sind, können mit Profilgittern nicht oder nur unzureichend verstanden werden (keine Entfaltung möglich). Der Nachteil der Leuchtschirme ist ihre Beeinflussung des Ionenstrahls. Im Vergleich zu Profilgittern kann mit ihnen zu einem Zeitpunkt nur an einer Messstelle entlang der Strahlführung gemessen werden. Von den von der CCD Kamera aufgenommenen Bildern des Leuchtflecks

werden üblicherweise die Projektionen auf die horizontale und vertikale Strahlachse berechnet, siehe Abbildung 3.1(b). Um die Abbildungseigenschaften der verschiedenen Materialien zu beurteilen, werden die Momente der Projektionen, wie in Kapitel 2.4 diskutiert, berechnet.

Um die Abbildungseigenschaften verschiedener Materialien gegenüber dem Ionenstrahl zu vergleichen, ist es nötig die Versuchsparameter für alle Materialien gleich zu halten. Der am schwierigsten zu kontrollierende Parameter ist bei Beschleunigerexperimenten der Ionenstrahl selbst. Es ist im Bereich des UNILAC so gut wie unmöglich, die Strahlparameter, wie Strahlbreite und transversale Intensitätsverteilung, einer vorangegangenen Strahlzeit zu reproduzieren. Es können daher die Messergebnisse der Abbildungseigenschaften der Materialien nur innerhalb einer Strahlzeit verglichen werden. Um so viele Materialien wie möglich bestrahlen zu können, bevor die Vakuumkammer wieder geöffnet werden muss, wurden die Proben auf einer Targetleiter angeordnet. In Abbildung 3.2(oben) ist die Frontansicht der Leiter zu sehen. Die Leuchtschirme liegen in Vertiefungen und sind nicht geklemmt, sondern nur gegen Herausfallen gesichert. In Abbildung 3.2 (unten) kann man die Rückansicht der Leiter, sowie die später in Abschnitt 3.3.4 beschriebene Heizmethode mit der Kontaktierung zu sehen. Der Durchmesser der Materialproben wird von dem zu erwartenden Strahldurchmesser am Experimentierplatz bestimmt. Am Strahlzweig X2 beträgt die typische Fußpunktsbreite des Ionenstrahls etwa 1cm (Abbildung 3.1(b)). Die untersuchten Materialproben haben daher einen Durchmesser von 30 mm und aus praktischen Handhabungsgründen eine Dicke von 1mm. Durch den maximalen Verfahrweg des zur Verfügung stehenden Schrittmotorantriebs ergibt sich eine maximale Anzahl von 6 Proben auf der Leiter.

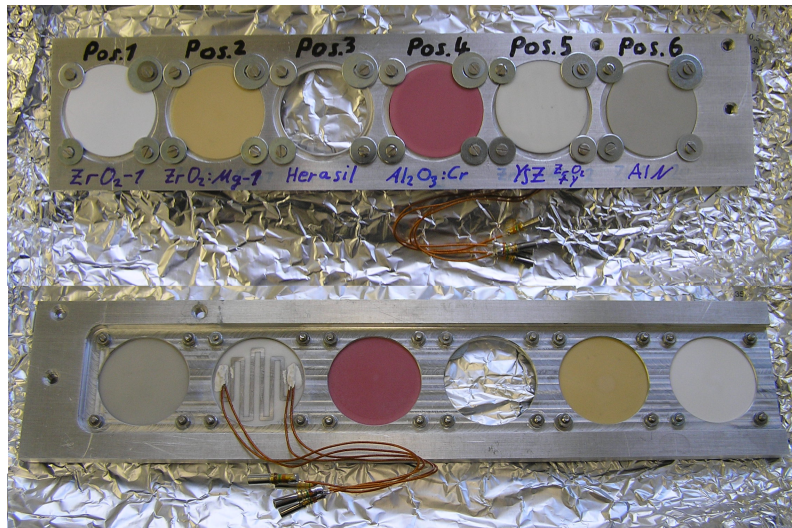
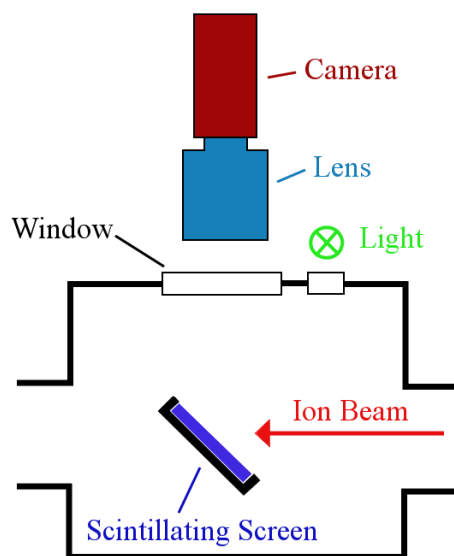


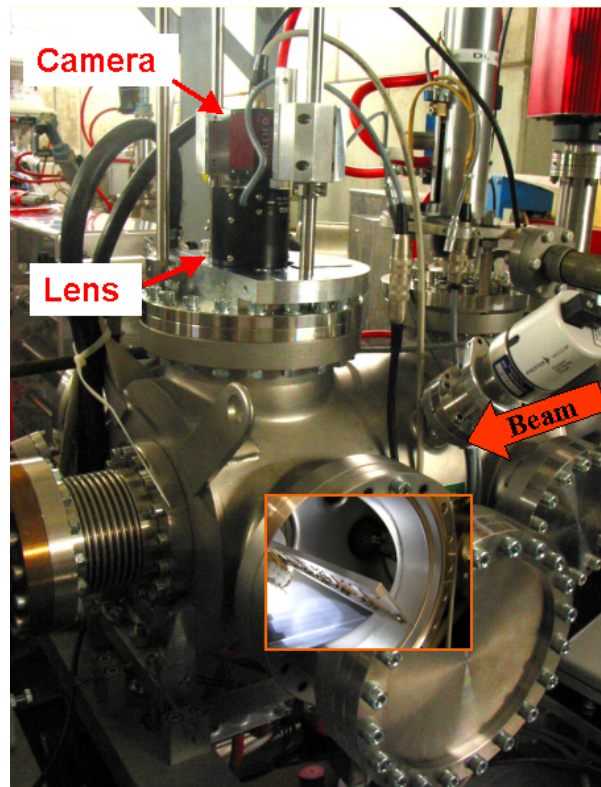
Abbildung 3.2.: Oben: Vorderansicht der Targetleiter, unten: Rückansicht der Targetleiter mit der später in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Heizmethode.

Der Experimentaufbau zur Untersuchung der Abbildungseigenschaften ist in Abbildung 3.3(a) schematisch dargestellt. Wie man sieht, ähnelt er der bei GSI üblichen Anordnung für Leuchtschirme 3.1(a). Der Unterschied liegt in der Bewegungsrichtung der Leuchtschirme, die hier von einem Schrittmotor horizontal aus und in den Strahl gefahren werden und nicht über einen Pressluftantrieb vertikal von oben. Über den Schrittmotorantrieb können die einzelnen Proben präzise in die Mitte des Strahlrohrs gefahren werden. Der Einbau und Wechsel der Targetleiter

geschieht über den vorderen Flansch in Abbildung 3.3(b). Die Targetleiter steht unter einem Winkel von 45° zum Ionenstrahl. Dadurch wird die vertikale Abbildung des Ionenstrahls auf den Materialproben um $\sqrt{2}$ gestreckt. Da jedoch auch die Kamera unter 45° zur Probennormalen steht, wird diese Deformation wieder aufgehoben. Die CCD-Kamera beobachtet durch einen Sichtflansch die Targetleiter. Um den Zustand der Leuchtschirme während des Experiments beurteilen zu können, wurde eine LED-Beleuchtung vorgesehen. Bei der CCD Kamera handelt es sich um eine AVT-Stingray F-033B mit einem 659×494 Pixel-Chip (Sony, ICX414AL, >VGA) mit einer Graustufentiefe von 8 Bit. Das verwendete Objektiv ist ein durch Schrittmotoren gesteuertes Linos MeVis Objektiv mit 25 mm Brennweite. Abbildung 3.3(b) zeigt den Experimentaufbau am Strahlzweig X2. Die Kamera ist auf einem Schlittensystem befestigt, welches stufenlos entlang der Wellen verschoben werden kann. Der Aufbau ermöglicht es, eine Vielzahl von Kamera-Objektiv-Kombinationen einzusetzen. In Abbildung 3.4 ist ein Bild einer speziell bestückten Targetleiter gezeigt, wie sie zur Einstellung des Objektives benötigt wird. Mit der verwendeten Kamera-Objektiv-Kombination ergibt sich in dem Aufbau eine örtliche Auflösung von etwa 10 Pixel/mm auf dem Leuchtschirm, was mehr als eine Größenordnung besser ist als die Auflösung eines Profilgitters [3].



(a) Schematische Skizze der Versuchsanordnung zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften.



(b) Bild des Versuchsaufbaus am Strahlzweig X2.

Abbildung 3.3.: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Materialien.

Die für die Beurteilung der Abbildungseigenschaften eingesetzte Kombination aus Objektiv und Kamera ist nicht für den UV-Bereich optimiert. Aus der Kombination der Transmissionsmessung des Objektives [38] mit der gemessenen Quanteneffizienz des CCD-Chips der Kamera [39] kann die kombinierte Effizienz des optischen Systems abgeleitet werden. Das optische Systems

(bestehend aus Kamera und Objektiv) hat bei 370 nm eine Sensitivität von weniger als 5% der Sensitivität bei 500 nm. Dadurch werden spektrale Anteile im UV-Bereich nicht berücksichtigt (z.B. Al_2O_3 , F^+ -Emission).

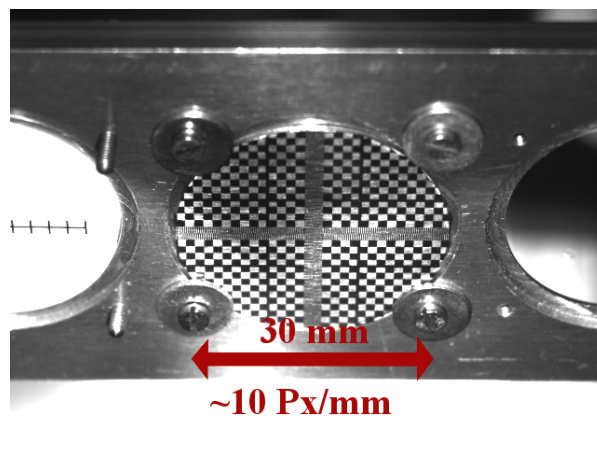


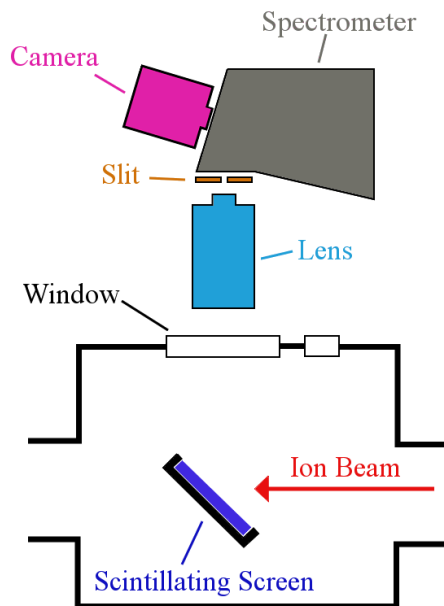
Abbildung 3.4.: Bild einer speziell bestückten Targetleiter zur Einstellung des Objektivs und der Bestimmung der örtlichen Auflösung.

3.2.2 Spektroskopie

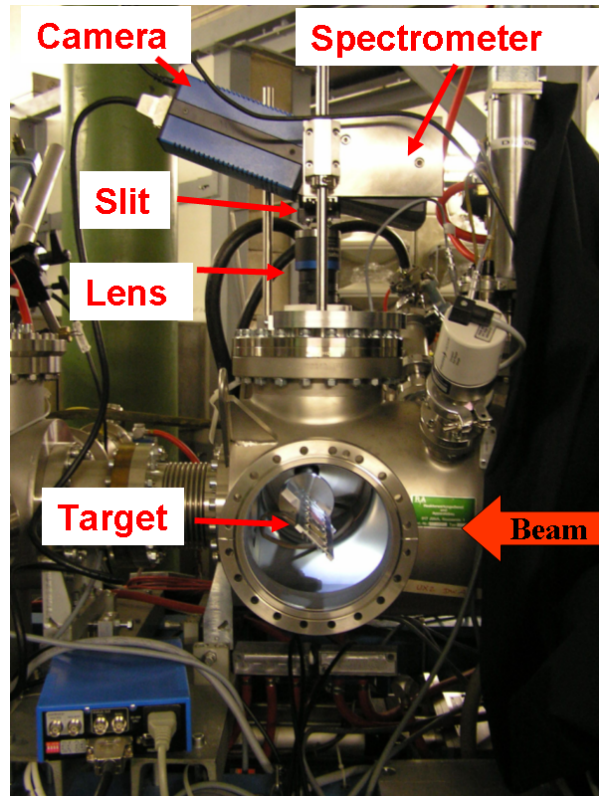
Das Emissionsspektrum eines Materials ermöglicht Einblicke auf die der Szintillation zugrunde liegenden Mechanismen, wie sie schon im Abschnitt 2.3.3 für Al_2O_3 erläutert wurden. Die Kenntnis über diese Zusammenhänge ermöglicht Aussagen über das Verhalten und somit über den möglichen Einsatz als Szintillator. Zur Untersuchung der Emissionsspektren der unterschiedlichen Materialien wurde ein modularer Versuchsaufbau entworfen, der ebenfalls in dem zuvor gezeigten Aufbau (3.3(b)) eingesetzt werden kann. Der modulare Aufbau erlaubt eine Umbauzeit von Spektroskopie auf den normalen Kameraaufbau in etwa 25 Minuten, was für den Experimentbetrieb von großer praktischer Relevanz ist.

In Abbildung 3.5(a) ist der schematische Aufbau für die spektroskopischen Untersuchungen dargestellt. Der experimentelle Aufbau innerhalb der Vakuumkammer unterscheidet sich nicht von dem für die Untersuchung der Abbildungseigenschaften. Das Szintillationslicht wird von dem Objektiv auf den Eintrittsspalt des Spektrometers fokussiert. Das Spektrometer bildet das Spektrum auf den CCD-Chip der Kamera ab. In Abbildung 3.5(b) ist der Experimentaufbau am Strahlplatz X2 zu sehen. Das Objektiv, welches das Szintillationslicht auf den Eintrittsspalt (New port M-SV-0.5) des Spektrometers fokussiert, ist ein Linos inspect.x UV-VIS mit 50 mm Brennweite und wird von einem speziell angefertigten Teflonring gehalten. Das Vakuumfenster (Facom VPZ38Q), welches für alle Aufbauten identisch ist, ist ebenso wie das Objektiv für den UV-Bereich optimiert.

Das Spektrometer ist von der Firma Horiba-Jobin-Yvon, Typ CP140-202. Ein schematischer Aufbau des Spektrometers ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Das durch den Eintrittsspalt einfallende Licht wird von einem Spiegel auf das astigmatisch korrigierte Beugungsgitter reflektiert. Die Ziffernfolge 202 spezifiziert das eingebaute Beugungsgitter. Die hier verwendete Version des Spektrometers CP-140 verfügt über eine durchschnittliche Dispersion von 50 nm/mm in der Bildebene des Spektrums und ist von 190 bis 800 nm einsetzbar. Das gesamte Spektrum hat eine



(a) Schematischer Aufbau für die Spektroskopie.



(b) Experimentaufbau für die spektroskopischen Untersuchungen am Strahlzweig X2.

Abbildung 3.5.: Versuchsaufbau für Spektroskopie.

Länge von 12,2 mm in der Bildebene des Spektrums. Um die Kamera an der korrekten Position zu montieren, wurde eine C-Mount Adapterplatte angefertigt.

Aufgenommen werden die Spektren mit einer Kamera der Firma PCO (PCO 1600), bei welcher der CCD-Chip doppelt Peltier-gekühlt und somit besonders rauscharm ist. Die Kamera ist laut ihrer Spezifikation oberhalb von 320 nm einsetzbar. Der Experimentaufbau hat eine spektrale Auflösung auf dem CCD-Chip von 0,33 nm/Px. Die Wellenlängenkalibration wurde mit einer Quecksilber-Argon Lichtquelle der Firma Ocean-Optics (Typ: 2000 CAL) durchgeführt, womit auch die Wellenlängenauflösung für die jeweilige SchlitzEinstellung bestimmt wurde. Jedes Einzelteil des optischen Systems, bestehend aus Objektiv, Spektrometer und Kamera, weist eine wellenlängenspezifische Transmission, bzw. Empfindlichkeit auf. Dadurch muss für einen relativen Vergleich der Intensitäten bei zwei verschiedenen Wellenlängen eine Intensitätskalibration durchgeführt werden. Hierfür wurde eine Wolframlampe (Ocean Optics HL-2000 CAL) verwendet, von der die Intensitätsabhängigkeit als Funktion der Wellenlänge bekannt ist. Die Kalibrationslichtquellen werden für die Kalibration auf die Position der Leuchtschirme in Abbildung 3.5(b) gebracht.

Der besondere Vorteil des Aufbaus liegt darin, dass die spektrale Information entlang eines schmalen Streifens auf dem Leuchtschirm in den aufgenommenen Bildern dargestellt wird. In Abbildung 3.7 ist dieser Zusammenhang dargestellt. Links in Abbildung 3.7 ist die Aufnahme

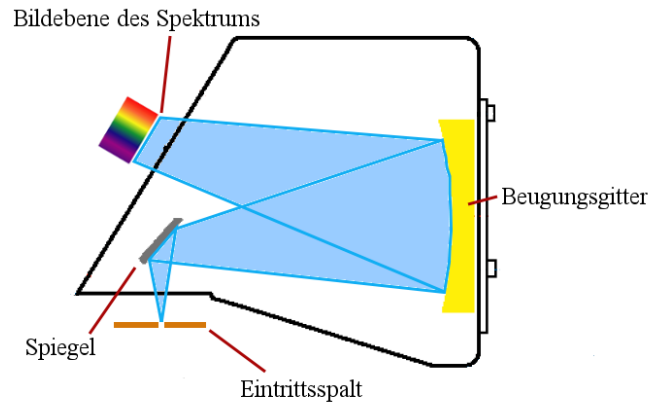


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau des Spektrometers CP 140.

eines Quarzglas zu sehen, wie sie von der Kamera des Aufbaus zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften aufgenommen wurde. Der von dem Spektrometer erfasste Bereich ist in orange eingezeichnet. Der Streifen auf dem Leuchtschirm hat üblicherweise eine Breite von 1,5 mm und ist von der Einstellung des Eintrittsspalts abhängig. Rechts in Abbildung 3.7 ist eine Aufnahme des Spektrums eines Glasszintillators abgebildet. Die horizontale Achse ist die Wellenlängenachse. Die vertikale Achse ist die räumliche Achse und repräsentiert einen Schnitt von links nach rechts auf dem Szintillator. Man erhält dadurch die zusätzliche Information, ob das Spektrum sich entlang der Intensitätsverteilung des Ionenstrahls ändert, kurz ob das Spektrum innen und außen auf dem Strahlfleck gleich ist. Die hellen Streifen oben und unten, im rechten Teil von Abbildung 3.7 ist jeweils der leuchtende Rand des Glasszintillators wie er links in Abbildung 3.7 zu sehen ist. Daran erkennt man, dass der gesamte Leuchtschirm auf den Bildern zu sehen ist.

Der Experimentaufbau ermöglicht somit die Untersuchung der Spektren der Materialien in Abhängigkeit von der Intensität des Ionenstrahls und der akkumulierten Fluenz, was völlig neuartige Einblicke in das Verhalten der Materialien ermöglicht.

3.2.3 Referenzmethode

Neben der Strahlprofilmessung mit Leuchtschirmen gibt es noch verschiedene andere Methoden. Die Standardmethode für die Profilmessung bei GSI ist das Profilgitter (SEM-Grid). Wie bereits erwähnt, hat diese Methode, verglichen mit den Leuchtschirmen, den Nachteil der geringeren örtlichen Auflösung (meist 1,5 mm) und stellt auch nicht die von den Leuchtschirmen bekannte zweidimensionale Information zur Verfügung. Allerdings wird die Profilmessung über Profilgitter als „richtig“ anerkannt, weshalb sie auch hier als Referenzmethode für das von den Leuchtschirmen abgebildete Strahlprofil dienen soll.

Um eine zweite Referenz mit einer höheren örtlichen Auflösung zu erhalten, wurde eine Backen-Scan-Methode (Scraper-scan) entwickelt. In Abbildung 3.8(a) ist die experimentelle Anordnung skizziert. Der Ionenstrahl (rot) fliegt von links nach rechts an der Backe (grau) vorbei. Durch die niedrige Teilchenenergien im UNILAC (maximal 11,4 MeV/u) bleiben alle Ionen, welche die Backe treffen, in dieser stecken. Der Teil des Ionenstrahls, der an der Backe vorbei fliegt, wird über einen Strahltrafo (orange) gemessen. Um mögliche Messfehler des Strahlstroms im

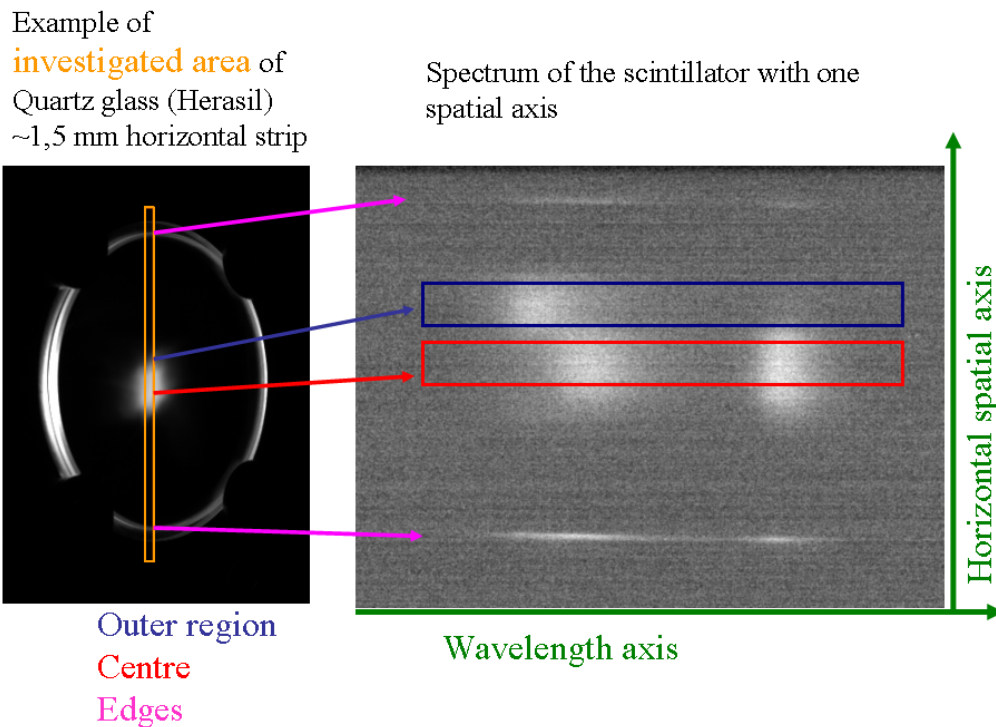


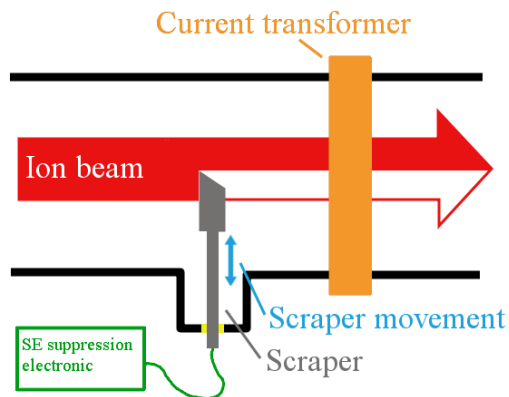
Abbildung 3.7.: Links: Untersuchter Ausschnitt des Strahlflecks, Rechts: Spektrum mit einer zusätzlichen räumlichen Achse.

Trafo zu vermeiden, die möglicherweise durch ausgelöste Sekundärelektronen entstehen würden, wurde eine spezielle Elektronik (grün) entwickelt. Die Elektronik versorgt die Backe mit einer einstellbaren Hochspannung (üblicherweise 300 V), welche alle ausgeschlagenen Sekundärelektronen wieder an die Backe zieht [3]. Weiter verhindert die Elektronik eine Aufladung der Backe durch die eingetragene Ladung des Ionenstrahls.

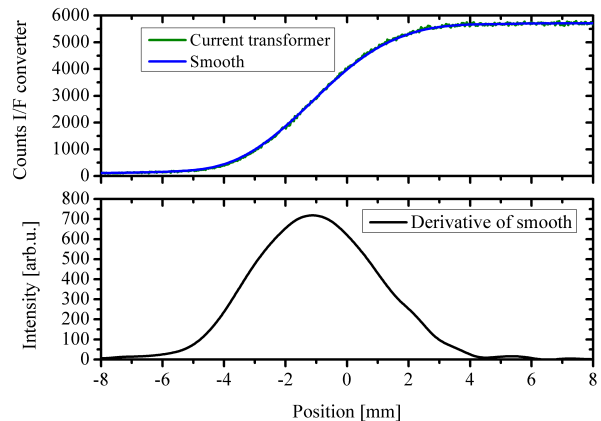
Für eine Profilmessung mit der Backe wird diese nun schrittweise durch den Ionenstrahl bewegt. Für jede Position der Backe wird hinter der Backe über den Strahltrafo der verbleibende Strahlstrom gemessen (Abbildung 3.8(b), oben). Diese Methode erfordert somit einen konstanten Strahlstrom, der sich von Puls zu Puls und auch über die gesamte Messzeit nicht oder nur geringfügig ändert. Von dem positionsabhängigen Stromsignal wird nach einer Glättung die numerische Ableitung gebildet, und man erhält so ein Strahlprofil mit einer hohen örtlichen Auflösung (z.B. 0,02 mm).

Bei der Glättung des Stromsignals wurde darauf geachtet, lokale Maxima und Minima nicht durch die Glättung zu eliminieren. Hierzu wurde die Methode von *Savitzky-Golay* [40], die mit einer polynomiale Regression arbeitet, mit anderen Methoden verglichen, die im Frequenzraum arbeiten. Die Methode von *Savitzky-Golay* gehört zu den meist zitierten Veröffentlichungen im *Journal of Analytical Chemistry* und hat den Vorteil, dass die Form, sowie lokale Minima und Maxima einer Verteilung erhalten bleiben, was zum Beispiel bei so genannten „moving average“-Methoden, welche einfach nur Mittelwerte bestimmen, nicht gegeben ist.

Die drei Messmethoden Leuchtschirm, Profilgitter und Backe befinden sich in derselben Vakuumkammer. In Abbildung 3.9(a) ist eine Aufnahme der Vakuumkammer zu sehen, in der die



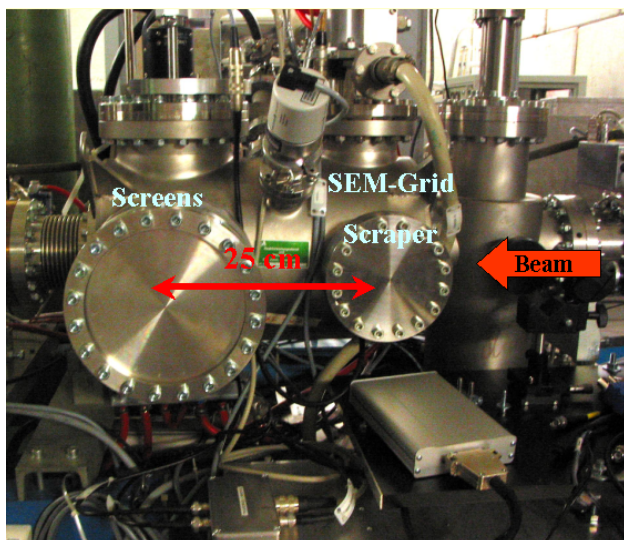
(a) Schema der Backen-Scan-Methode.



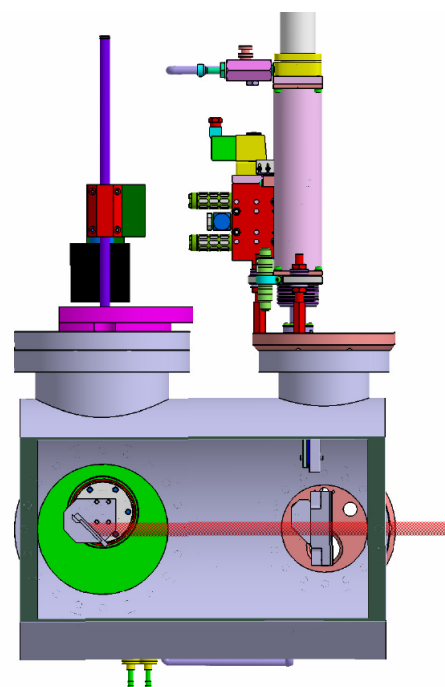
(b) Berechnung des Strahlprofils aus den Scan-Daten.

Abbildung 3.8.: Experimentaufbau und Berechnung des Strahlprofils der Referenzmethode.

Positionen der Messmethoden eingezeichnet sind. Abbildung 3.9(b) zeigt eine CAD-Zeichnung der Vakuumkammer mit einem eingefügten Schnitt, um die Messmethoden erkennen zu können. Der Ionenstrahl ist, von rechts kommend, in rot angedeutet. Das Profilgitter und die Backe sind 25 cm vor den Leuchtschirmen positioniert, wobei sich das Profilgitter vertikal und die Backe horizontal bewegt.



(a) Vakuumkammer am Strahlzweig X2, mit der Position der Leuchtschirme und der Referenzmethoden. Profilgitter und Backe sind 25 cm von der Targetleiter installiert.



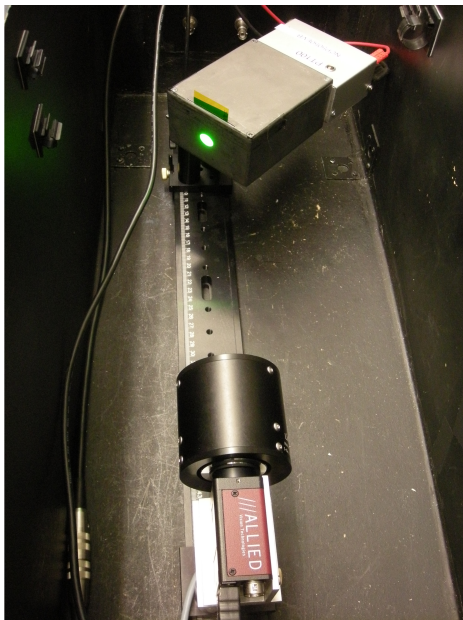
(b) CAD Zeichnung der Vakuumkammer mit Schnitt zur Darstellung der Positionen der Messmethoden. Der Ionenstrahl ist in rot angedeutet.

Abbildung 3.9.: Vakuumkammer mit Experimentaufbau.

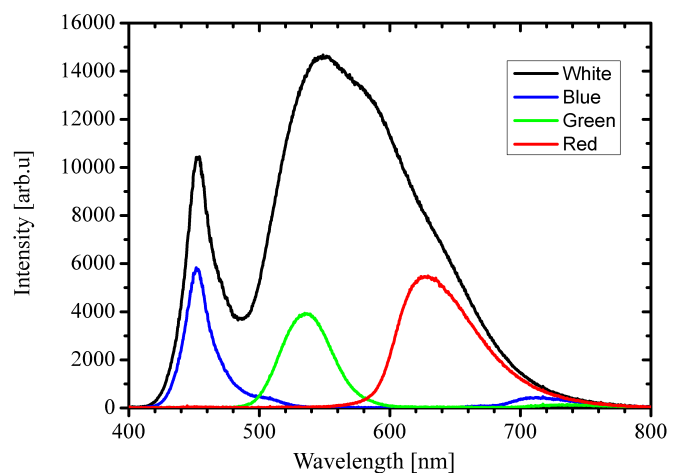
3.3 Notwendige Zusatzentwicklungen

3.3.1 Aufbau der Testlichtquelle

Um sowohl den optischen Aufbau besser zu verstehen, als auch um Algorithmen zur Auswertung der Bilddaten zu erarbeiten und zu optimieren, wurde eine Testlichtquelle (Beamspotsimulator) gebaut, die in Abbildung 3.10(a) dargestellt ist. Weiter kann mit diesem Aufbau auch die chromatische Abberation untersucht werden. Die Testlichtquelle erzeugt einen Lichtfleck, der unter 45° zur Kamera steht und die Ausmaße und Helligkeit eines durchschnittlichen Strahlflecks besitzt (ca. 1 cm). Der Abstand zwischen Objektiv und der Mitte des Strahlflecks ist derselbe wie auch im Experiment am Strahlplatz X2 (ca. 235 mm). Im Innern der schwarzen Box ist eine Anordnung von 10x10 hellen weißen LEDs untergebracht, die über Streufolien eine möglichst gleichmäßige Lichtemission in alle Raumwinkel ermöglichen soll. Die weißen LEDs decken den größten Teil des optischen Spektrums von 420 bis 750 nm ab (siehe Abbildung 3.10(b), schwarze Kurve).



(a) Messaufbau zur Bestimmung der chromatischen Abberation.



(b) Spektrum der LEDs (schwarz), blauer Anteil (LEE Filter 716), grüner Anteil (LEE Filter 767+124) und roter Anteil (LEE Filter 182).

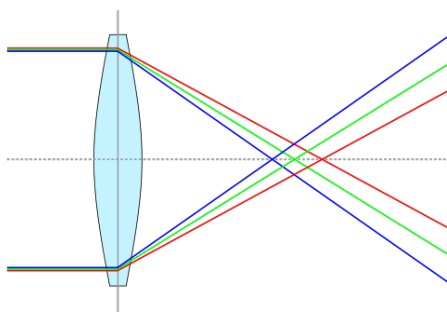
Abbildung 3.10.: Messaufbau für Messungen mit dem Beamspotsimulator und dessen Emissionsspektren.

Um eine gleichmäßige Helligkeit für alle LEDs zu garantieren, wurde eine Elektronik, bestehend aus einer Konstantstromquelle und einem Stromspiegel, gebaut. Der konstante Strom wird von dem Stromspiegel gleichmäßig auf die 10 Pfade aufgeteilt. Um die thermische Last in der geschlossenen optischen Box des Beamspotsimulators so gering wie möglich zu halten, wurde die Elektronik in einer separaten Box an der Rückwand der optischen Box (Rucksack) untergebracht. Mit Hilfe von Farbfiltern (von LEE Filters), die vor dem Austrittsfenster in der Box platziert werden, können verschiedene Anteile des Spektrums selektiert werden ohne da-

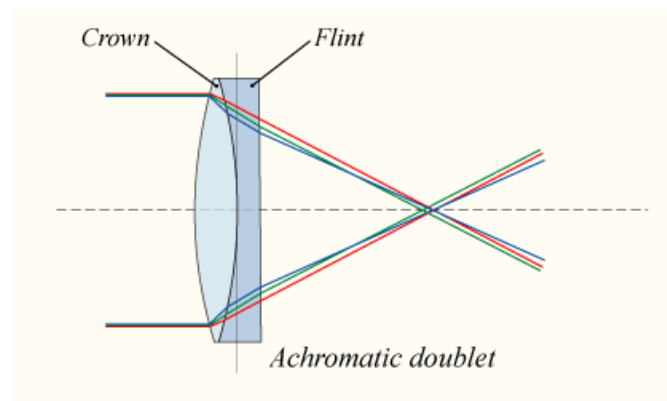
bei etwas im Pfad zwischen Objektiv und Lichtfleck zu verändern. Die eingesetzten Farbfilter sind am oberen Rand vor dem Austrittsfenster zu erkennen (Abbildung 3.10(a)). Somit kann die Auswirkung des Emissionsspektrums eines Leuchtschirms auf die Abbildung des Objektives untersucht werden, ohne etwas an der Form des Leuchtflecks zu ändern. In Abbildung 3.10(b) ist die Auswahl von drei spektralen Bereichen dargestellt, mit denen die Messungen im folgenden Abschnitt durchgeführt wurden. Weiter kann mit der Testlichtquelle auch die Linearität des CCD-Chips überprüft werden. Der Wert eines Pixels sollte linear dem Integral der Intensität $\int I dt$ folgen. Über eine Veränderung der Integrationszeit der Kamera kann so die Linearität überprüft werden.

3.3.2 Chromatische Aberration und Ausnutzung der Dynamik des Chip

Jedes optische System verfügt über eine gewisse chromatische Aberration. Das bedeutet, die Foki für unterschiedliche Wellenlängen des Lichts fallen auf unterschiedliche Punkte auf der optischen Achse. Abbildung 3.11(a) zeigt die Strahlengänge einer Einzellinse. Wie zu erwarten ist, werden durch den wellenlängenabhängigen Brechungsindex des Glases die unterschiedlichen Anteile des Lichts verschieden stark gebrochen (Dispersion). In Abbildung 3.11(b) ist gezeigt, wie durch den Einsatz von zwei Linsen aus Kron- und Flint-Glas die Abbildungen von Blau und Rot auf denselben Punkt fallen. Eine solche Anordnung wird Achromat genannt. Apochromaten sind auf Rot, Grün und Blau korrigiert, aber auch wesentlich teurer als Achromaten.



(a) Abbildung einer Einzellinse.

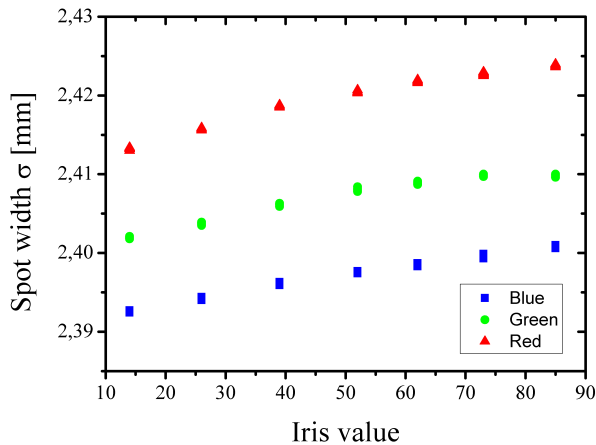


(b) Abbildung eines Achromaten.

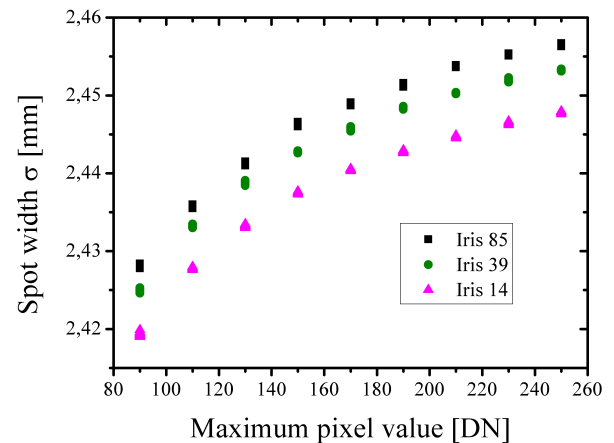
Abbildung 3.11.: Chromatische Aberration von Linsen.

Für die Untersuchung der Abbildungseigenschaften von unterschiedlichen Materialien ist es daher von Interesse, den Einfluss des Emissionsspektrums des Materials auf die Abbildung durch das optische System zu kennen. Abbildung 3.12(a) zeigt die Breite (Sigma) des Leuchtflecks des Beamspotsimulators für die in Abbildung 3.10(b) gezeigten spektralen Anteile von Rot, Grün und Blau für verschiedene Iriseinstellungen des Objektivs (Linos MeVis Objektiv mit 25 mm Brennweite). Bei der Messung wurde die Intensität auf dem CCD-Chip über eine Variation der Integrationszeit konstant gehalten. Da die Kamera über einen 8 Bit *Analog-Digital-Converter* (ADC) verfügt, können die einzelnen Pixel Werte im Bereich von 0 bis 255 DN (DN = *digital number*) annehmen. Das Maximum des Leuchtflecks hatte für die Messung in Abbildung 3.12(a) den Wert von 200 DN, um Einflüsse von unterschiedlichen Intensitäten auf die Auswertung aus-

zuschließen. Für jede Iriseinstellung wurden 10 Bilder aufgenommen und ausgewertet. Es ist zu erkennen, dass der rote Leuchtfleck das größte σ aufweist und der blaue Leuchtfleck das kleinste. Der Einfluss der Farbe des Leuchtflecks ist dabei größer als der Einfluss der Irisöffnung. Damit kann der Einfluss der Schärfentiefe vernachlässigt werden. Das berechnete σ , für die gezeigte Messung in Abbildung 3.12(a), liegt zwischen 2,425 und 2,3925 mm und damit der relative Fehler im spektralen Bereich von 420 - 750 nm bei 1,34%. Der absolute Fehler für σ ist etwa 30 μm und somit 2 Größenordnungen kleiner als die typische Strahlbreite.



(a) Abhängigkeit der Strahlbreite σ vom Emissionsspektrum des Leuchtflecks und der Iriseinstellung, die Intensität auf dem Chip wird über die Variation der Integrationszeit konstant auf 200 DN gehalten.



(b) Abhängigkeit der Strahlbreite σ von der Intensität auf dem Chip und der Iriseinstellung, Maximum der Intensität ist in DN angegeben.

Abbildung 3.12.: Farbfehler und Einfluss der Chipdynamik auf die berechnete Strahlbreite σ .

Während einer Messreihe kann sich die Helligkeit des Leuchtflecks auf dem Szintillator ändern. Dies kann sowohl durch eine Veränderung der Temperatur des Leuchtschirms als auch durch Degradation des Materials geschehen. Da es für das Experiment aus Gründen der Praktikabilität von Vorteil ist, die Iris des Objektivs in vorselektierten Schritten zu variieren, wird sich die Intensität auf dem CCD-Chip während einer Iriseinstellung über die Zeit ändern. Es ist daher nötig, den Einfluss der Intensität auf dem CCD-Chip auf den Auswertalgorithmus zu kennen und einen sinnvollen Arbeitsbereich für die Messungen festzulegen.

In Abbildung 3.12(b) ist die Breite σ des Leuchtflecks des Beamspotsimulators für verschiedene Irisöffnungen und Chip-Intensitäten gezeigt. Die Farbe des Leuchtflecks (Grün) sowie seine Form wurden hierbei nicht verändert. Die Intensität auf dem CCD-Chip wurde wieder über die Variation der Integrationszeit eingestellt; angegeben ist hier immer das Maximum. Die Intensität wird schrittweise jeweils um 20 DN verringert. Der Einfluss der Irisöffnung ist wesentlich kleiner als der Einfluss der Intensität. Es ist eine klare Abhängigkeit von der berechneten Breite von der Intensität auf dem Chip zu erkennen. Je geringer die Intensität auf dem Chip wird, desto kleiner wird die Breite σ . Man kann sich zur Erklärung der experimentellen Beobachtung hier Folgendes vorstellen: Durch den 8 Bit ADC können die Pixel Werte von 0 - 255 DN annehmen. Der ADC hat bei der verwendeten Kamera keinen positiven „offset“, das heißt bei völliger

Dunkelheit nehmen die Pixel einen Wert von 0 an. Wird die Intensität während einer Messung geringer, versinken die Schultern der Projektion (Vergleich Abbildung 3.1(b)) im „Null“ des ADC und werden daher nicht mehr berücksichtigt. Das berechnete σ wird dadurch kleiner. Aus dieser Messung lässt sich ein theoretisch sinnvoller Arbeitsbereich für die späteren Untersuchungen festlegen. Die berechneten Werte für σ variieren zwischen 2,4575 und 2,42 mm im Bereich von 250 bis 90 DN, was 1,53% entspricht. Um eine Unsicherheit von 1,2% in σ nicht zu überschreiten, sollte die maximale Intensität auf dem Chip nur zwischen 250 und 110 DN variieren.

3.3.3 Algorithmus zur Bestimmung der Momente

Da der Leuchtfleck des Beamsportsimulators eine vereinfachte Intensitätsverteilung aufweist, ist es nötig den Arbeitsbereich für die Intensität auf dem CCD-Chip im Experiment zu überprüfen. Eine gute Abschätzung für die Unsicherheit in der Berechnung von Sigma kann durch eine Variation der Irisöffnung während einer Messreihe geschehen. In Abbildung 3.13 ist die Lichtausbeute und die berechnete Strahlbreite Sigma dargestellt. Während der Messreihe wird bei Bild 440 die Öffnung der Iris vergrößert, um die durch das Absinken der Lichtausbeute verringerte Intensität auf dem Chip wieder anzuheben. Man geht davon aus, dass sich die berechnete Strahlbreite zwischen zwei Pulsen nur geringfügig ändert. Das Maximum der Intensität auf dem CCD-Chip ändert sich hier von 120 auf 200 DN. Aus den vorangegangenen Messungen mit dem Beamsportsimulator erwarten wir daher eine Variation von Sigma um etwa 1%. Die grüne Kurve in Abbildung 3.13 repräsentiert die Auswertung für den gesamten Leuchtfleck ohne jede Maskierung. In blau und rot ist die Auswertung desselben Leuchtflecks dargestellt, der maskiert wurde, worauf in den nächsten Absätzen noch genauer eingegangen wird. Es ist zu erkennen, dass die Lichtausbeute der grünen Kurve keinen Sprung aufweist, die Strahlbreite jedoch zeigt einen Sprung um etwa 5%.

Der Unterschied der Messung mit dem Beamsportsimulator (Abbildung 3.12(b)) und der Messung am realen Ionenstrahl in Abbildung 3.13 ist die Intensitätsverteilung des Leuchtflecks. Der Leuchtfleck auf dem Beamsportsimulator besitzt scharfe Kanten, wohingegen die Intensitätsverteilung eines realen Leuchtflecks lange „Ausläufer“ mit geringer Intensität aufweisen kann (Vergleich Abbildung 3.1(b)). Da bei der Berechnung von σ , wie in Kapitel 2.4 diskutiert, der Hebel zum Schwerpunkt der Verteilung quadratisch eingeht $(x - \mu)^2$, haben diese langen Ausläufer einen beträchtlichen Einfluss auf das berechnete σ des Leuchtflecks. Hieraus erklärt sich auch der Unterschied von einer erwarteten Unsicherheit in σ von 1% und der gemessenen von etwa 5%. Um nun die Unsicherheit in der Berechnung von σ zu reduzieren, gilt es, den Einfluss der schon erwähnten langen Ausläufer zu reduzieren, die bei einer Verringerung der Lichtausbeute im „Null“ des ADC versinken.

Für die Unterdrückung von störenden Einflüssen auf die Datenauswertung wird üblicherweise eine *Region of Interest* (ROI) definiert, die den Bildausschnitt des Szintillators umfasst. Abbildung 3.14 zeigt eine solche ROI auf einem Bild eines Glasszintillators. Durch den Lichttransport im Material entsteht hier ein leuchtender Rand, der in der Auswertung nicht berücksichtigt werden darf. Die Bilddaten werden daher so maskiert, dass alle Pixel außerhalb der ROI auf Null gesetzt werden.

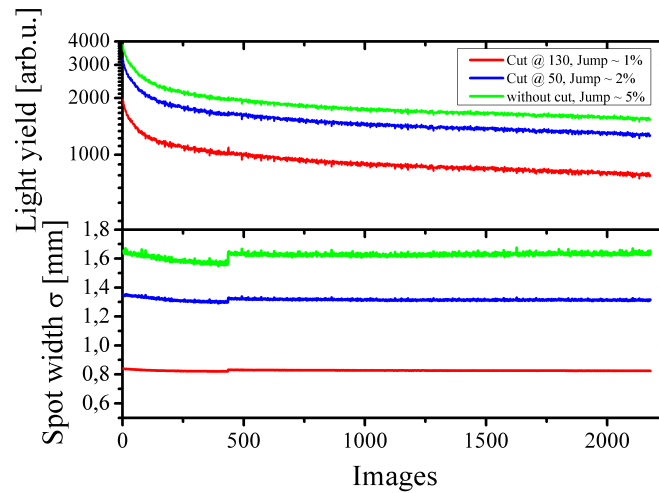


Abbildung 3.13.: Auswirkung einer schnellen Variation der Iris während eine Messreihe, auf das σ eines nicht maskierten und auf maskierte Strahlflecke.

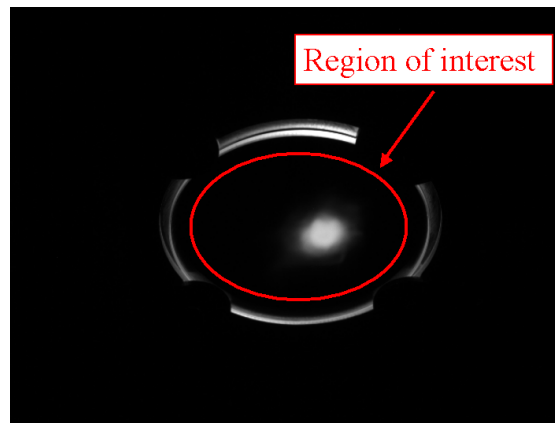


Abbildung 3.14.: Region of interest auf einem Glasszintillator, durch den Lichttransport im Glas entstehen leuchtende Ränder.

Ein ähnlicher Ansatz wird auch für die Problemstellung der langen Ausläufer der Intensitätsverteilung verwendet. Abbildung 3.15 zeigt oben den Leuchtfleck des ersten Bildes aus der Messung von Abbildung 3.13 mit unterschiedlicher Maskierung. Links ist der unmaskierte Leuchtfleck dargestellt (grüne Kurve Abb. 3.13), in der Mitte ist nur der Teil des Chips dargestellt, der über 50 DN liegt (blaue Kurve in Abb. 3.13, Cut@50), rechts nur der Teil, der über 130 DN liegt (rote Kurve in Abb. 3.13, Cut@130). Unten in Abbildung 3.15 sind die Projektionen der jeweils in orange markierten Bereiche der Leuchtflecke dargestellt. Man erkennt deutlich, wie die Schultern der grünen Teilprojektion bei einem Cut bei 50 beziehungsweise bei 130 DN nicht mehr berücksichtigt werden. Betrachtet man die Projektionen der Leuchtflecke in Abbildung 3.15 wird klar, dass eine Verringerung der Intensität während einer Messung auf die maskierten Strahlflecke eine geringere Auswirkung hat als auf den unmaskierten. Während die „Schultern“ der grünen Projektion im „Null“ des ADCs versinken würden, ergibt sich für die blaue und rote Projektion im Hinblick auf die Berechnung von σ nur eine kleine Veränderung.

Diese Maske für die Datenauswertung wird jeweils zum Beginn der Auswertung einer Messung einmal festgelegt und dann für alle Bilder aller Materialien verwendet. In Abbildung 3.13

ist die Auswertung einer Serie mit den unterschiedlichen Maskierungen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die relative und absolute Höhe des Sprungs in σ deutlich mit der Maskierung verändert. Der Sprung in σ ändert sich von etwa 5% ohne Maskierung auf etwa 2% mit Cut bei 50 DN und auf etwa 1% bei einem Cut bei 130 DN. Die festgestellte Lichtausbeute verringert sich mit der Höhe der Cut-Niveaus, ebenso die berechnete Strahlbreite. Das qualitative Verhalten wird dadurch nicht verändert. Man kann die Maskierung mit dem Argument rechtfertigen, dass nur der Bereich des CCD-Chips ausgewertet wird, auf dem ein vertrauenswürdiges Signal registriert wird. Weiter stellt dieses Vorgehen sicher, dass die Auswertung stets für denselben Teil des Ionenstrahls durchgeführt wird. Würde sich die Maskierung dynamisch an die Signalstärke auf den CCD-Chip anpassen, würden unterschiedliche Ausschnitte des Ionenstrahls ausgewertet werden. Natürlich folgt aus der Maskierung eine Unterbestimmung der „echten“ Strahlbreite, jedoch ist die Unsicherheit bei der Berechnung des σ für einen Cut bei 50 DN, verglichen mit der Unsicherheit ohne Maskierung, mehr als halbiert worden. Für die gesamte Arbeit wurde daher ein Cut bei 50 DN benutzt. Er verringert die Unsicherheit in der Berechnung von σ deutlich.

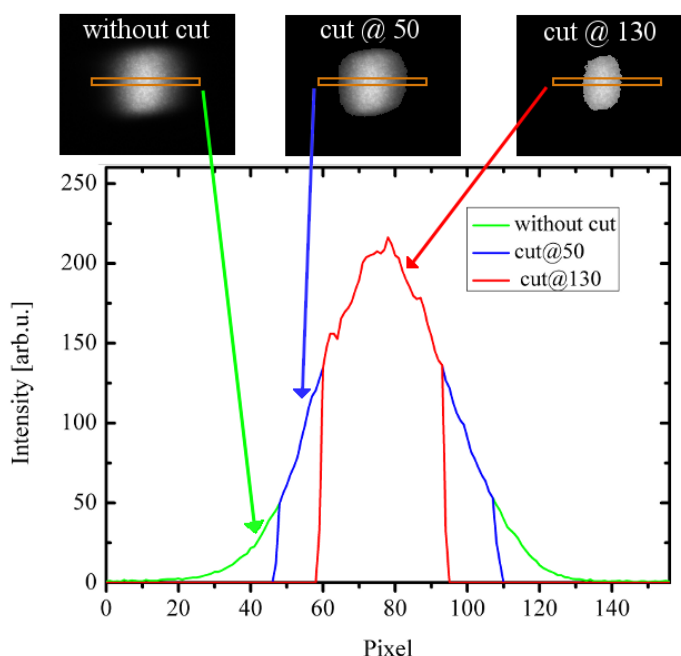
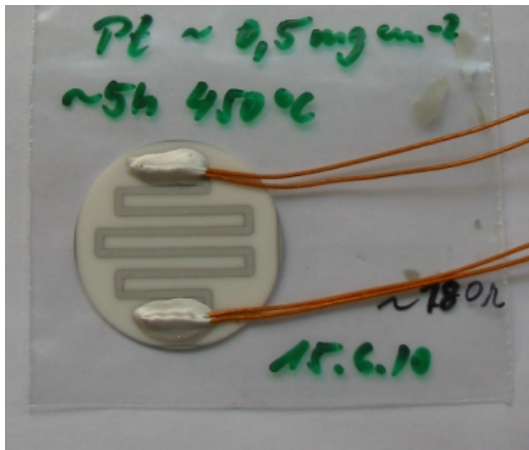


Abbildung 3.15.: Oben: Unmaskierter und maskierte Leuchtflecke (Erstes Bild aus der Messung von Abbildung 3.13), Unten: Die Teilprojektionen aus den orange eingezeichneten Bereichen der Leuchtflecke.

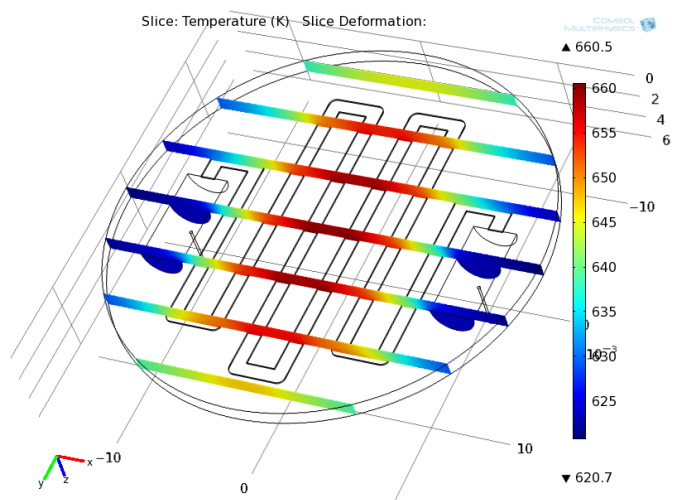
3.3.4 Heizmethode

Da die Leuchtschirme während einer Messung im UNILAC durchschnittlichen Heizleistungen von mehreren Watt ausgesetzt sind, heizen sich die Schirme auf mehrere hundert Grad Celsius auf. Ein Großteil der Wärme wird ausschließlich über thermische Strahlung abgegeben. Um den Einfluss der Temperatur auf den Szintillationsprozess und damit ihre Auswirkung auf die Lichtausbeute, das Spektrum der Lumineszenz und auf die Abbildungseigenschaften zu untersuchen, wurde eine dem Experimentaufbau angepasste Heizmethode entwickelt.

Auf die Rückseite des Schirms wird durch eine Maske eine 250 nm starke Platinschicht aufgebracht, siehe Abbildung 3.16(a). Anschließend wird die Schicht im Ofen bei 400°C ausgeheilt und über Hochtemperaturleitkleber (Elecolit 327) mit den Kapton-isolierten Drähten verbunden. An jeder Seite des Heizmäanders (Breite 1 mm) sind zwei Drähte angebracht. Im Experiment wird durch den Mäander ein Strom geschickt, der den Schirm gleichmäßig heizt. Über das andere Paar wird die Spannung an dem Mäander gemessen, wodurch man den durchschnittlichen Widerstand des Mäanders über das Ohm'sche-Gesetz berechnen kann (4-Punkt-Messung). Durch vorherige Vermessung der Heizschicht im Ofen ist die Widerstandskennlinie des Heizmäanders bekannt. Durch diese Kenntnis kann die durchschnittliche Temperatur des Heizmäanders angegeben werden. Die Heizmethode wurde bis zu einer Temperatur von 400°C reproduzierbar getestet. Typische Betriebsparameter um den Schirm auf eine Temperatur von 350°C aufzuheizen, sind: 156,15 mA bei 56,71 V, was einer Heizleistung von etwa 9 Watt entspricht. Umgerechnet auf die Fläche des Leuchtschirms ergibt sich eine Heizleistung von $1,2 \text{ W/cm}^2$. Durch die Heizschicht fließt dabei ein Strom mit einer großen Stromdichte von über 600 A/mm^2 .



(a) Kontaktierte Heizschicht auf einer Al_2O_3 Probe.



(b) Simulation der Heizmethode mit Comsol Multiphysics (Temperaturangabe in K).

Abbildung 3.16.: Heizschicht und Simulation der Temperaturverteilung.

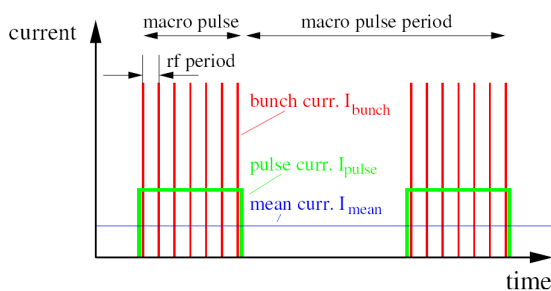
Durch eine Simulation, in welche die im Experiment benutzten Randbedingungen eingeflossen sind, konnte der Temperaturgradient auf dem Schirm angenähert werden. Hierbei wird die im Experiment eingebrachte Heizleistung als einzige Wärmequelle auf der Rückseite des Leuchtschirms definiert. Bei der Bestimmung der Randbedingungen für die Simulation hat sich gezeigt, dass ein Wärme-leitender Kontakt zwischen Leuchtschirm und Halterung vernachlässigt werden kann. In den Randbedingungen ist sogar die Wärmeleitung über die Kontaktdrähte berücksichtigt. Mit einem wärmeleitenden Kontakt zwischen Schirm und Halter konnten die im Experiment erreichten Temperaturen nur mit etwa 100facher Heizleistung erreicht werden. In Abbildung 3.16(b) sind die Ergebnisse der Simulation abgebildet. Es zeigt sich anhand der Schnitte in der Simulation, dass der Temperaturunterschied auf der von einem typischen Strahlfleck eingenommenen Fläche selbst bei Temperaturen von über 380°C kleiner als 10°C. Bei geringeren Heizleistungen ist auch der Temperaturgradient kleiner. Der Temperaturunterschied von Vorder- und Rückseite ist kleiner als 1°C und daher nicht von Interesse. Die entwickelte

Heizmethode ermöglicht es daher, über 4 Drähte gleichzeitig zu heizen und die Durchschnittstemperatur auf der Rückseite (die nahezu identisch mit der Vorderseite ist) zu messen.

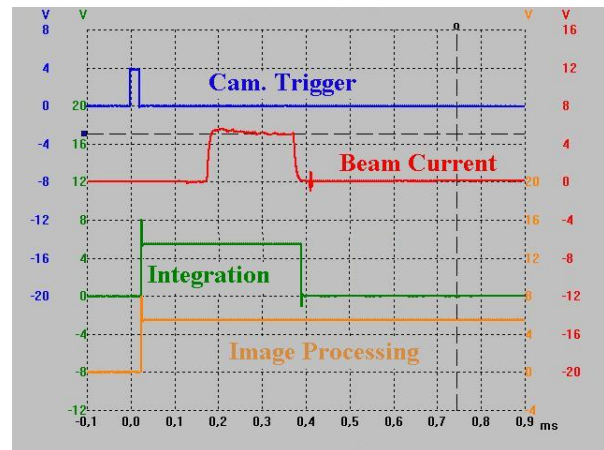
3.3.5 Datenaufnahme

Um synchron mit den Bildern der Leuchtflecke auf den Schirmen auch die Teilchenzahl festzuhalten, die den Leuchtfleck verursacht hat, wurde eine für den UNILAC der GSI neuartige Datenaufnahme entworfen und umgesetzt. Sie ist speziell für die Gegebenheiten am UNILAC der GSI ausgelegt und berücksichtigt die Abfolge der anfallenden Daten der verschiedenen Messsysteme. Um die Abfolge der verschiedenen Ereignisse besser zu verstehen, soll die zeitliche Abfolge während einer UNILAC Periode erläutert werden.

Der aus der Ionenquelle extrahierte Ionenstrahl wird noch vor der ersten Beschleunigerstufe von einem so genannten Chopper auf die gewünschte Länge des Makropulses zurecht geschnitten. In Abbildung 3.17(a) ist der Makropuls in grün dargestellt. Er hat typischerweise eine Länge von $50\ \mu\text{s}$ bis zu $5\ \text{ms}$. In der ersten Beschleunigerstufe des UNILAC, dem radio frequency quadrupol (RFQ), werden während der Beschleunigung aus dem Makropuls die so genannten Bunche (rot) geformt. Die Bunche haben eine zeitliche Länge von einigen ns und einen zeitlichen Abstand von 27 oder 9,3 ns. Räumlich ergeben sich damit Teilchenwolken mit einer Länge in der Größenordnung von 10 cm, was für die darauf folgenden Beschleunigerstufen nötig ist. Der Makropuls besteht daher aus einer Kette von Teilchenwolken. Im Normalbetrieb ist es möglich, den UNILAC mit einer Frequenz von 50 Hz laufen zu lassen. Bei Hochstrombetrieb wird durch die hohen thermischen Lasten der Ionenquelle die Frequenz meist auf 5 Hz abgesenkt.



(a) Zeitstruktur eines Makropulses.



(b) Zeitstruktur der Datenaufnahme.

Abbildung 3.17.: Zeitstruktur der UNILAC Periode [3] und der Datenaufnahme.

Um ein Bild des von dem Makropuls verursachten Leuchtflecks auf dem Szintillator machen zu können, muss die Integrationszeit der Kamera mit dem Beschleuniger synchronisiert werden. Abbildung 3.17(b) zeigt die Zeitstruktur der Aufnahme des Leuchtflecks. Von der Beschleunigeranlage werden zu verschiedenen Zeitpunkten in der UNILAC-Periode Zeitsignale (Triggersignale) versendet, die es ermöglichen, die verschiedensten Abläufe und Messungen mit der UNILAC-

Periode zu synchronisieren. Aus diesen Triggersignalen wird auch das Startsignal (blau) für die Integrationszeit der Kamera (grün) generiert. Das analoge Stromsignal des Strahltransformators kurz vor dem Szintillator ist in rot dargestellt. Man erkennt, dass die Integrationszeit bereits vor dem Makropuls beginnt und kurz nach dem Makropuls endet. Die Verarbeitung der Bilddaten (orange) dauert etwa 30 ms. Durch den Start der Integration vor dem Eintreffen des Makropulses wird sichergestellt, dass alle internen Verzögerungen der Kamera, die typischerweise einige $10\text{ }\mu\text{s}$ dauern können, abgelaufen sind und vor Beginn des Makropulses bereits aufgezeichnet wird. Wiederum einige $10\text{ }\mu\text{s}$ nach Ende des Makropulses endet auch die Integrationszeit. Bei der Auswahl des Integrationsfensters wurden alle Verzögerungen zwischen der Integration des CCD-Chips und dem ausgegebenen „Integration-Enable“ Signal der verwendeten Kamera (AVT-Stingray F033B) berücksichtigt.

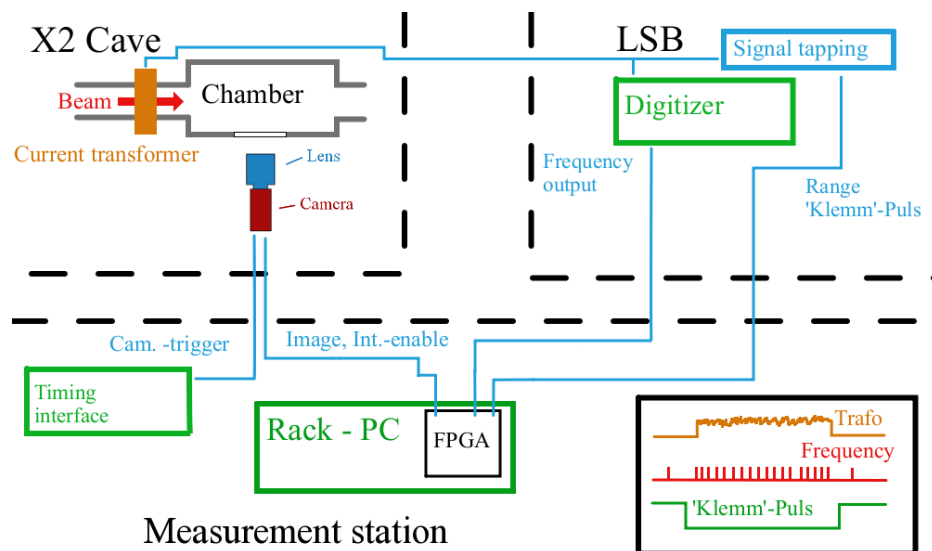


Abbildung 3.18.: Schema des Signalflusses der Datenaufnahme.

Für die Datenaufnahme ergibt sich somit eine maximale Wiederholfrequenz von 50 Hz, wobei in den meisten Experimenten eine Wiederholfrequenz von 1 Hz gewählt wurde, um die eingekoppelte Heizleistung in den Leuchtschirm zu verringern. In Abbildung 3.18 ist der Signalfluss der Experimentdaten schematisch abgebildet. Die Darstellung zeigt, in den durch die schwarze gestrichelte Linie abgegrenzten Bildteilen, drei räumlich getrennte Bereiche des Linearbeschleunigers UNILAC. Links oben in Abbildung 3.18 ist der Messplatz X2 dargestellt, an dem die Experimente durchgeführt wurden. Man erkennt die Vakuumkammer des Experiments, sowie einen angedeuteten Ionenstrahl in rot, der durch den Strahltrafo in die Kammer fliegt. Durch ein Vakuumfenster in der Kammer kann der Leuchtfleck von der angedeuteten Digitalkamera beobachtet werden.

Rechts oben in Abbildung 3.18 ist der **lineare Steuerbereich** (LSB) abgebildet, in dem die Messsignale verschiedener Geräte ankommen, digitalisiert werden und im Normalfall an das Kontrollsystem des Beschleunigers weitergeleitet werden.

Unten in Abbildung 3.18 ist die Messstation für den Strahlplatz X2 angedeutet, von der aus das Experiment gesteuert wird. Hier laufen alle Signale auf den Mess-PC (Rack-PC) zusammen.

Die Messung der Teilchenzahlen geschieht über den Strahltrafo vor der Vakuumkammer des Experiments. Das analoge Stromsignal des Trafos wird an den LSB weitergeleitet. Dort werden die Signale für den Messbereich des Trafos sowie sein Messfenster (Klemm-Puls) abgegriffen und an

die Messstation weitergeleitet. Weiter wird das analoge Stromsignal im Digitalisierer über einen U/F-Wandler in ein Frequenzsignal übersetzt. Das Frequenzsignal ist auf den Messbereichsendwert des Trafos bezogen und hat einen Wert von 8 MHz „full-scale“. Auch das Frequenzsignal wird an die Messstation weitergeleitet.

In Abbildung 3.18 ist in der schwarzen Box rechts unten der Signalverlauf für das Analogsignal des Trafos, das umgewandelte Frequenzsignal und das Messfenster des Trafos ('Klemm'-Puls) gezeigt. Sobald der Trafo vom Beschleuniger ein Messfenster gesendet bekommt, werden auch die Pulse des Frequenzsignals über das **F**ield **p**rogrammable **g**ate **a**rray (FPGA) des Rack-PC gezählt (Counts). Die Umrechnung der so gezählten Counts in Teilchenzahlen geschieht wie folgt:

$$n = \frac{\overbrace{I \cdot \text{Pulslänge}}^{\text{Ladung}}}{q \cdot e} = \frac{\overbrace{\left(\frac{\text{Counts}}{8\text{MHz} \cdot \text{Pulslänge}} \cdot \text{Messbereich} \right) \cdot \text{Pulslänge}}^{\text{Strom}}}{q \cdot e} \quad (3.1)$$

Der Strom I in Gleichung 3.1, multipliziert mit der Pulslänge des Makropulses, ergibt die Ladung des Pulses. Teilt man diese Ladung durch das Produkt aus der Elementarladung e mit der Teilchenladung q , erhält man die Teilchenzahl n . Für den Fall des Frequenzsignals entspricht der Klammerausdruck im Zähler dem Strom I .

Im Rack-PC müssen nun bei der Aufzeichnung von Bildern die richtigen Messwerte miteinander verknüpft werden. Der Ablauf einer Bildaquisition ist dabei wie folgt:

Bevor der Ionenstrahl die Kammer erreicht wird über das Beschleunigertiming die Integrationszeit der Kamera über deren externen Triggereingang gestartet. Während der Integration ist das Integration-Enable-Signal der Kamera auf „high“. Sobald die Integrationszeit zu Ende ist und die fallende Flanke des Integration-Enable-Signal registriert wird erfolgt die Zuordnung.

1. Wird ein Bild aufgenommen (Integration-Enable = high) und es wird währenddessen nicht gezählt, wird der letzte Zählerstand genommen, der im Puffer steht. Dies ist der Fall, wenn man sich das Nachleuchten anschaut, also außerhalb des Makropulses ist, aber noch innerhalb der UNILAC Periode.

2. Wenn ein Bild aufgenommen und gleichzeitig gezählt wird, wird auf den neuen Zählerstand oder auf das Ende der Belichtung gewartet. Dabei spielt es keine Rolle, ob man kürzer belichtet als der Makropuls lang ist, oder dass die Belichtung bereits vor dem Makropuls beginnt. Dies ist der Fall, wenn man sich den ganzen Makropuls, Teile des Makropulses oder den Makropuls zusammen mit dem Nachleuchten anschaut.

3. DIES IST DER WICHTIGSTE PUNKT: Gezählt wird immer, sobald ein Klemmpuls ansteht. Wenn zu mehreren Experimenten Strahl geliefert wird (virtuelle Beschleuniger), bekommen wir für jeden der Makropulse ein Zählergebnis. Speziell in der Experimentierhalle wird auch ein Klemmpuls zum Strahlzweig x geliefert, auch wenn der Ionenstrahl an die Experimente der Strahlzweige y, z, M oder das Synchrotron geliefert wird! Die Zuordnung der Zählergebnisse ist also nur dann richtig, wenn man mit dem Integrationsfenster innerhalb einer UNILAC Periode bleibt!

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Beispiel einer Messreihe bei höheren Strömen

Betrachten wir nun die Ergebnisse für eine Messung mit Ar , wobei, wie in Abschnitt 2.4 besprochen, die Momente der Projektionen der aufgenommenen Leuchtflecke von jedem einzelnen Makropuls zur Quantifizierung dienen. Hierbei können nur die Messungen miteinander verglichen werden, die in derselben Strahlzeit durchgeführt wurden (siehe Abschnitt 3.2.1), da nur so sichergestellt ist, dass sich die Parameter des Ionenstrahls nicht verändert haben. Diese Randbedingung ist für alle in dieser Arbeit gezeigten Graphen erfüllt. In Abbildung 4.1 sind die vier Größen Lichtausbeute, Strahlbreite, Skewness und Kurtosis über die integrierte Teilchenzahl und somit über die Dauer der Bestrahlung dargestellt. Die Abszisse repräsentiert etwa 1000 Makropulse. Jeder Punkt in den Kurven repräsentiert die Werte der Momente der horizontalen Projektion des Leuchtflecks auf einem Material, verursacht durch einen Makropuls des UNILACs. Die Parameter des Ar -Ionenstrahls für Abbildung 4.1 sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

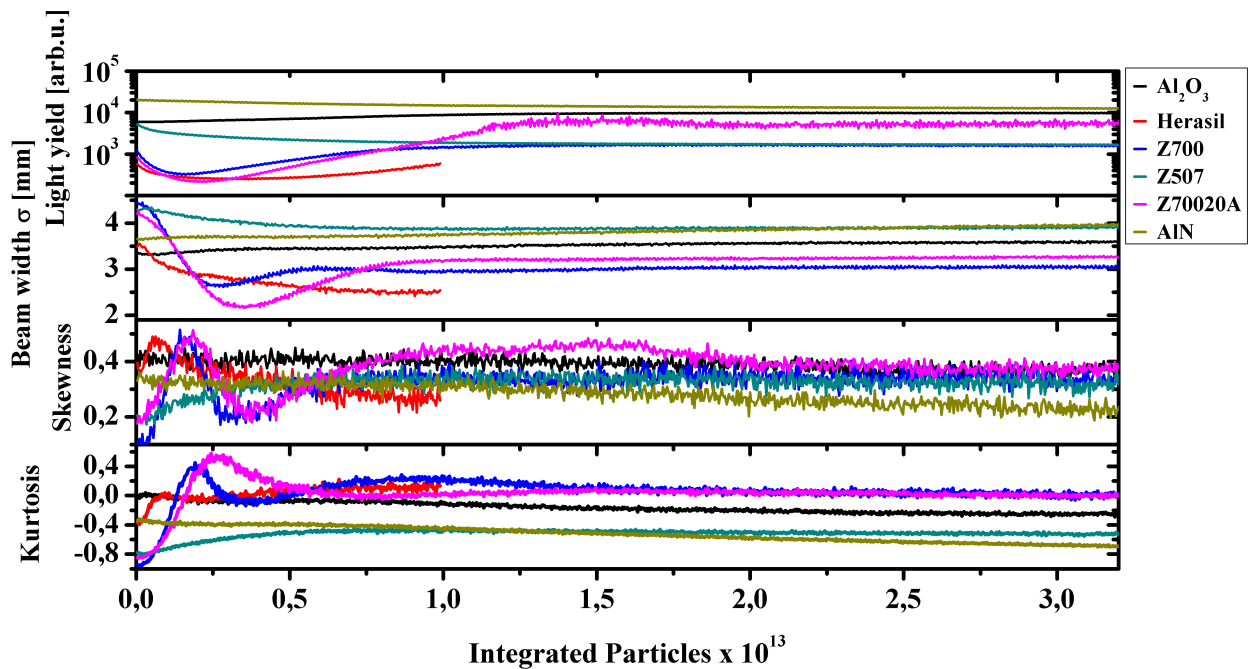


Abbildung 4.1.: Lichtausbeute, Strahlbreite, Skewness und Kurtosis für verschiedene Materialien (Strahlparameter siehe Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1.: Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.1.

Ion	Energie	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}	Wiederholrate
$^{40}Ar^{10+}$	11,4 MeV/u	260 μA	200 μs	$3,3 \cdot 10^{10}$	12,05 kW	4,1 W	1,7 Hz

Wie zu erwarten ist, haben die verschiedenen Materialien in Abbildung 4.1 unterschiedliche Lichtausbeuten. Zwischen der Lichtausbeute von AlN und der von $Herasil$ liegt mehr als eine Größenordnung. Das zeitliche Verhalten zeigt deutliche Veränderungen für die untersuchten

Zirkonoxide (Z507, Z700, Z70020A) sowie für das Quarzglas *Herasil*. Das Verhalten der Zirkonoxide ist, wie später noch genauer untersucht wird, deutlich Temperatur-dominiert. Bei Z700 und Z70020A ist ein anfänglicher Abfall der Lichtausbeute zu erkennen, gefolgt von einem deutlichen Anstieg. Beide Materialien erreichen nach dieser Schwankung einen Beharrungswert. Z507 zeigt dagegen nur einen Abfall der Lichtausbeute bis sich auch hier ein Beharrungswert einstellt. Das untersuchte Quarzglas *Herasil* zeigt ebenfalls einen anfänglichen Abfall der Lichtausbeute. Der erneute Anstieg kommt hier allerdings durch winzige Risse im Glas, die im Bereich des Strahlflecks verstärkt Licht aus dem Glas auskoppeln. Nach etwa 300 Pulsen war bei *Herasil* eine deutliche Rissbildung mit bloßem Auge zu erkennen, weshalb hier die Messung endet. Al_2O_3 und AlN zeigen wesentlich stabilere Lichtausbeuten als die anderen Materialien, obwohl die Durchschnittstemperatur des Al_2O_3 -Schirms bis auf 200°C ansteigt.

Betrachtet man die Momente der Projektionen in Abbildung 4.1 stellt man fest, dass nicht nur die Lichtausbeute der Materialien unterschiedlich ist, sondern dass sich Strahlbreite, Skewness und Kurtosis deutlich unterscheiden. Damit repräsentieren die Leuchtflecke auf den unterschiedlichen Materialien nicht dieselbe transversale Intensitätsverteilung für den Ionenstrahl. Da es sich jedoch um denselben Ionenstrahl handelt, kann man hieraus schließen, dass sich die Abbildungseigenschaften der Materialien gegenüber demselben Ionenstrahl unterscheiden. Bereits in der Strahlbreite unterscheiden sich die Werte in der Anfangsphase um etwa einen Faktor 2 und in ihren unterschiedlichen Beharrungswerten um etwa 30%. Dieses Verhalten in σ kann mit unterschiedlichen Ansprechverhalten erklärt werden, worauf in Abschnitt 4.4 noch genauer eingegangen wird.

Die Interpretation der Skewness und der Kurtosis ist durch ihren komplizierten zeitlichen Verlauf wesentlich schwieriger als die von σ . Wie in Abschnitt 2.4 diskutiert, ist die Skewness ein Maß für die Asymmetrie und die Kurtosis ein Maß für die Wölbung der Projektion. Beide Momente enthalten in ihren Nennern wieder die Strahlbreite. Sie sind also nicht allein abhängig von dem „einfachen“ dritten, bzw. vierten Moment im Zähler, sondern werden auch vom Verlauf von σ beeinflusst.

In Abbildung 4.2 ist jeweils der Verlauf von Zähler, Nenner und der Kurtosis selbst für *Herasil* aus Abbildung 4.1 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Kurtosis nicht nur durch den Verlauf von σ geprägt ist, sondern dass sich der Zähler in ähnlichem Maße ändert. Das so zusammengesetzte Verhalten der Kurtosis ist deutlich komplizierter als das jeweilige Verhalten von Zähler und Nenner. Aufgrund dieser Komplikation wird für die weiteren Messreihen in dieser Arbeit der Verlauf von Skewness und Kurtosis nicht mehr angegeben.

4.2 Vergleich der Abbildungseigenschaften bei verschiedenen Ionenenergien

Abbildung 4.3 zeigt die Messergebnisse für einen *Ca*-Ionenstrahl mit einer Teilchenenergie von 4,8 MeV/u (10% c). Die Strahlparameter sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Wieder haben die Materialien eine um mehr als eine Größenordnung unterschiedliche Lichtausbeute, mit Al_2O_3 als hellsten und Z700 als dunkelsten Material. Die zeitlichen Verhalten sind dabei leicht verschieden von denen in Abbildung 4.1. Al_2O_3 zeigt eine Verringerung der Lichtausbeute und auch eine größere Veränderung in σ . Ein Einfluss der Temperatur des Leuchtschirms scheint im

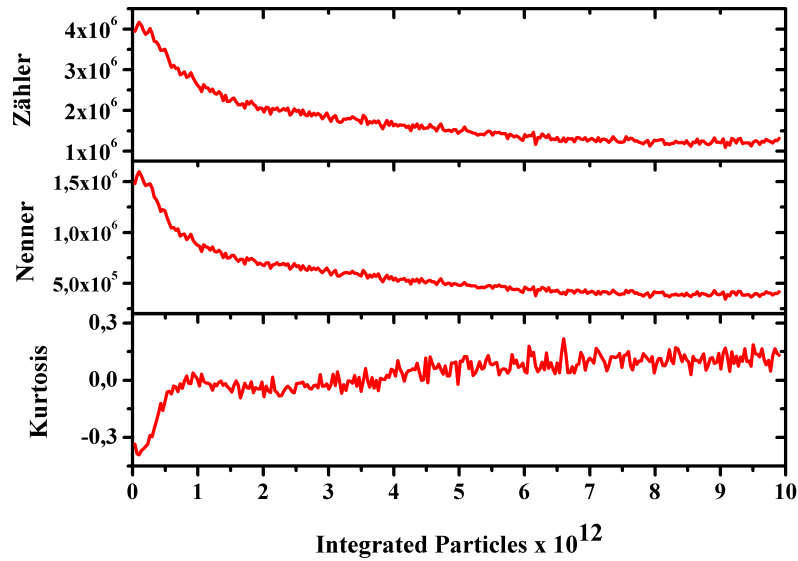


Abbildung 4.2.: Analyse der Kurtosis von Herasil in Abbildung 4.1.

Tabelle 4.2.: Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.3.

Ion	Energie	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}	Wiederholrate
$^{48}\text{Ca}^{10+}$	4,8 MeV/u	13,5 μA	5 ms	$4,3 \cdot 10^{10}$	317 W	1,59 W	1 Hz

Fall von Al_2O_3 die Veränderung nicht erklären zu können. Obwohl der Ionenstrahl den Al_2O_3 -Schirm auf 120°C aufheizt, ist seine mittlere Heizleistung in Abbildung 4.3 mit rund 1,6 Watt deutlich geringer als in Abbildung 4.1, wo sie 4,1 Watt beträgt. Ein Einfluss der Schirmtemperatur hätte sich also auch in Abbildung 4.1 durch eine zeitliche Veränderung in der Lichtausbeute oder den Momenten zeigen müssen, zumal sich dort eine Schirmtemperatur von 200°C einstellt. Es handelt sich hierbei damit höchstwahrscheinlich um eine Veränderung der Abbildungseigenschaften durch den Ionenstrahl.

Auch hier zeigen die Materialien wieder einen Unterschied in σ von etwa 30%. Das zeitliche Verhalten in σ ist für Z700 und für *Herasil* verschieden von dem in Abbildung 4.1. *Herasil* zeigt eine deutliche Verbreiterung über die Bestrahlungszeit, wohingegen es zuvor eine Verschmälerung zeigt. Eine Erklärung hierfür könnte das Fehlen von Haarrissen sein, wie sie zuvor bei den Messungen für Abbildung 4.1 aufgetreten sind. Es ist für *Herasil* daher wahrscheinlich, dass die Verbreiterung durch eine Schädigung des Materials zu erklären ist, was in Abschnitt 4.4 noch klarer erkennbar wird.

Z700 zeigt in Abbildung 4.3 zunächst ein Verhalten, das vergleichbar ist mit dem in Abbildung 4.1. Nach dem Erreichen des Minimums in σ zeigt es jedoch keinen erneuten Anstieg sondern einen zeitlichen Abfall, was schwierig zu interpretieren ist.

Um den Einfluss der Teilchenenergie weiter zu untersuchen, wurde mit dem gleichen Ion (*Ca*) eine erneute Messreihe mit einer Teilchenenergie von 11,4 MeV/u durchgeführt (15,4% c). Die Strahlparameter von Abbildung 4.4 sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Dabei wurde die Teilchenzahl so verringert, dass die Pulsenergie in Abbildung 4.4 annähernd dieselbe war wie in

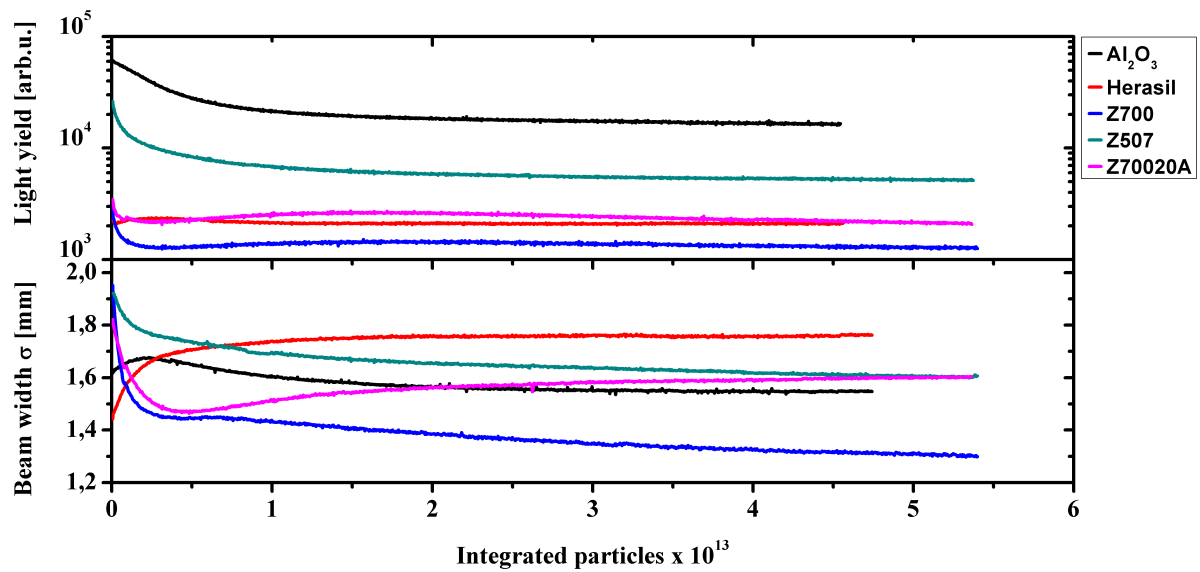


Abbildung 4.3.: Lichtausbeute und Strahlbreite für 4,8 MeV/u Kalziumionen (Strahlparameter siehe Tabelle 4.2).

Tabelle 4.3.: Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 4.4.

Ion	Energie	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}	Wiederholrate
$^{48}\text{Ca}^{10+}$	11,4 MeV/u	26 μA	1,2 ms	$1,87 \cdot 10^{10}$	1,37 kW	1,73 W	1 Hz

Abbildung 4.3. Man erkennt, dass die zeitlichen Verhalten von AlN , Z700, Z507, Z70020A und Al_2O_3 eine deutliche Ähnlichkeit mit dem 11,4 MeV/u Ar-Ionenstrahl in Abbildung 4.1 haben. Al_2O_3 zeigt nahezu die gleiche Lichtausbeute wie zu Beginn der Messreihe in Abbildung 4.3. Es gibt jedoch keine starke Veränderung in der Lichtausbeute und in σ , was darauf schließen lässt, dass es zu keiner sichtbaren Veränderung des Materials kommt. Z507, Z700 und Z70020A zeigen in Abbildung 4.4 sehr ähnliche Verhalten, wie sie auch in Abbildung 4.1 zu sehen sind, wenn die Lichtausbeute auch unterschiedlich ist. Die Messreihe für Z507 in Abbildung 4.4 wurde frühzeitig unterbrochen, um die akkumulierte Fluenz so gering wie möglich zu halten. Dies war nötig, um weitere Messreihen zur Untersuchung des Temperaturverhaltens durchführen zu können, ohne die Materialprobe austauschen zu müssen.

Das Verhalten von Herasil ähnelt in Abbildung 4.4 eher dem aus Abbildung 4.3, was wiederum auf eine permanente Schädigung schließen lässt.

Um nun festzustellen welches der gezeigten Strahlprofile am besten mit den Referenzmethoden übereinstimmt, werden im übernächsten Abschnitt 4.4 die drei Messmethoden Profilgitter, Backe und Leuchtschirm direkt miteinander verglichen. Zuvor werden im folgenden Abschnitt Messungen zum Temperaturverhalten der Zirkonoxide diskutiert.

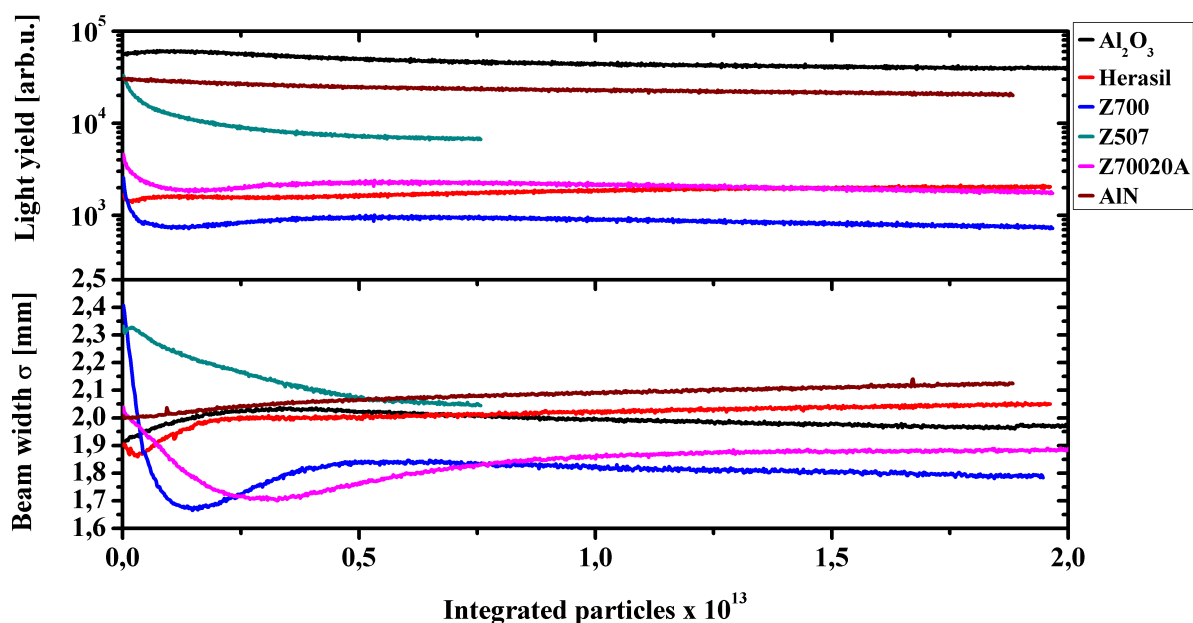


Abbildung 4.4.: Lichtausbeute und Strahlbreite für 11,4 MeV/u Kalziumionen (Strahlparameter siehe Tabelle 4.3).

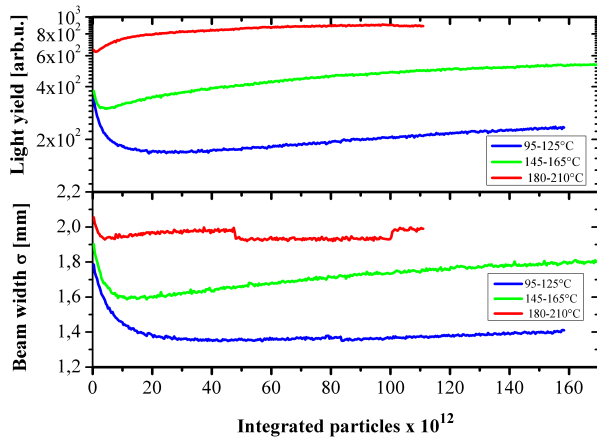
4.3 Temperaturabhängigkeit

Im vorangegangenen Abschnitt zeigte sich bei den Zirkonoxiden eine schnelle zeitliche Veränderung in der Lichtausbeute und in der Strahlbreite σ . Um den Einfluss der Schirmtemperatur auf das Abbildungsverhalten der Materialien zu untersuchen, wurden die Leuchtschirme mit der neu entwickelten und in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Heizmethode versehen. Da es nur möglich ist einen Schirm auf der Leiter zu heizen, werden hier Messungen aus unterschiedlichen Strahlzeiten diskutiert. Abbildung 4.5(a) zeigt Messungen mit einem Protonenstrahl auf Z70020A. Die Strahlparameter des Protonenstrahls sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Abbildung 4.5(b) zeigt Messungen der Temperaturabhängigkeit für Z507 (Strahlparameter siehe Tabelle 4.3).

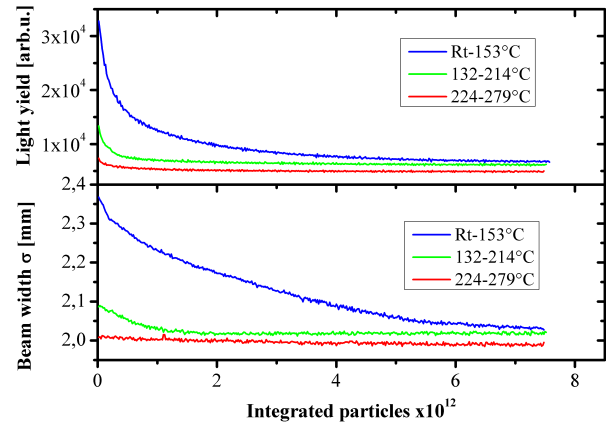
Tabelle 4.4.: Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.5(a).

Ion	Energie	Strahlstrom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}	Wiederholrate
$^1H^{1+}$	4,8 MeV/u	14,9 μA	4 ms	$3,7 \cdot 10^{11}$	71 W	683 mW	2,4 Hz

In Abbildung 4.5(a) ist der Zeitverlauf der Lichtausbeute und der Strahlbreite für einen H -Strahl auf Z70020A für verschiedene Schirmtemperaturen gezeigt. Die erste Temperatur bezieht sich dabei auf den Anfangswert der Messung und die zweite Temperatur auf den Endwert der Messung. Man erkennt, dass sich durch eine Erhöhung der Schirmtemperatur von 125 auf 210°C die Lichtausbeute für Z70020A vervierfacht. Dieser Befund kann nicht über das Konfigurationskoordinatendiagramm (siehe Abschnitt 2.3.3) erklärt werden. Es handelt sich daher um einen Hinweis auf flache Haftstellen, aus denen die Ladungsträger thermisch ausgelöst werden. Die errechnete Strahlbreite steigt durch die Erhöhung der Temperatur um mehr als 30% an. Diese Messung bestätigt die in Abschnitt 4.1 geäußerte Vermutung, dass es sich bei der zeitlichen Ver-



(a) Temperaturverhalten von Z70020A für einen Protonenstrahl, Strahlparameter siehe Tabelle 4.4.



(b) Temperaturverhalten von Z507 für einen Kalziumionenstrahl, Strahlparameter siehe Tabelle 4.3.

Abbildung 4.5.: Messergebnisse zu der Temperaturabhängigkeit von Z70020A und Z507.

änderung von Lichtausbeute und Strahlbreite um einen von der Schirmtemperatur dominierten Effekt handelt.

In Abbildung 4.5(b) ist eine ähnlich Messung für Z507 gezeigt. Auch hier wird deutlich, dass sich durch die Erhöhung der Schirmtemperatur der im vorangegangenen Abschnitt beobachtete Beharrungswert für Lichtausbeute und Strahlbreite erklären lässt.

4.4 Vergleich der Strahlprofile der Leuchtschirme mit Referenzmethoden

Wie schon in der Motivation zu dieser Arbeit erwähnt wurde, ist einer der Vorzüge von Leuchtschirmen ihre zweidimensionale Abbildung des transversalen Strahlprofils. Als empirisch akzeptierte Referenzmethoden stehen jedoch nur eindimensionale Messmethoden zur Verfügung. Es ist daher nur möglich, die Projektion der Leuchtflecke auf den Leuchtschirmen mit den in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Referenzmethoden zu vergleichen. Sollten die Methoden übereinstimmen, ist dies jedoch nur ein *notwendiges* und kein hinreichendes Kriterium dafür, dass der Leuchtschirm den Ionenstrahl richtig abbildet. Die Daten des Profiltgitters sind dabei mit einem „Least-square fit“ (bezogen auf Position und Y-Skalierung) über das Backenprofil gelegt worden. Die Profile der Leuchtschirme werden dagegen von unten an das Backenprofil „angelegt“. In diesem Abschnitt werden die Projektionen der Messungen aus Abbildung 4.3 und 4.4 jeweils mit den während der Strahlzeit gemessenen Referenzprofilen von Backe und Profiltgitter verglichen.

4.4.1 Vergleich der Profile für 4,8 MeV/u Ca-Ionen aus Abbildung 4.3

Die Abbildungen 4.6, 4.7 und 4.8(a) zeigen die Profile von Z507, Z70020A, Al_2O_3 , *Herasil* und Z700 zu jeweils zwei Zeitpunkten während der Messreihe aus Abbildung 4.3 zusammen mit den gleichzeitig gemessenen Referenzprofilen. In Abbildung 4.6 sind die Profile der Materialien Z507 und Z70020A jeweils zu Beginn (1. Makropuls, blau) und am Ende (1200. Makropuls, lila) der Messung zu sehen. Wie auch schon die Werte für σ in Abbildung 4.3 vermuten lassen, ähneln sich die Formen der Profile zu Beginn und zum Ende der Messreihe. Während die Referenzpro-

file in guter Übereinstimmung sind, ist es nicht möglich die Profile von Z507 und Z70020A mit den Referenzprofilen in Deckung zu bringen. Z507 und Z70020A zeigen für die Parameter von Abbildung 4.3 ein zu großes σ und eine zu kleine Kurtosis. Man könnte daher sagen, dass Z507 und Z70020A den Ionenstrahl zu breit abbilden. Auch die Form der Projektionen der Leuchtschirme in Abbildung 4.6 ist deutlich verschieden von denen der Referenzmethoden. Das zeitliche Verhalten ist auch sehr interessant. Für eine eintretende Schädigung der Leuchtschirme würde man erwarten, dass zuerst im Zentrum des Ionenstrahls die Lichtausbeute abnimmt. Dort ist die Strahlintensität am größten und somit auch die strahlungsinduzierte Schädigung. In Abbildung 4.6 ist jedoch zu sehen, dass sich die Projektionen von Z507 und Z70020A eher der Form der Referenzmethoden annähern.

Generell ist hier noch auf mögliche Folgen der spektralen Sensitivität des optischen Aufbaus hinzuweisen. Liegt ein Teil der Emission des Szintillators unterhalb von 370 nm, trägt dieser Teil der Szintillation nicht zum Signal auf dem CCD-Chip der Kamera bei. Dadurch können sich Deformationen des Leuchtflecks ergeben, wenn innen und außen auf dem Strahlfleck unterschiedliche Spektren emittiert werden. Dies kann mögliche Deformationen der Profile erklären und wird auch im Abschnitt 4.5 untersucht werden.

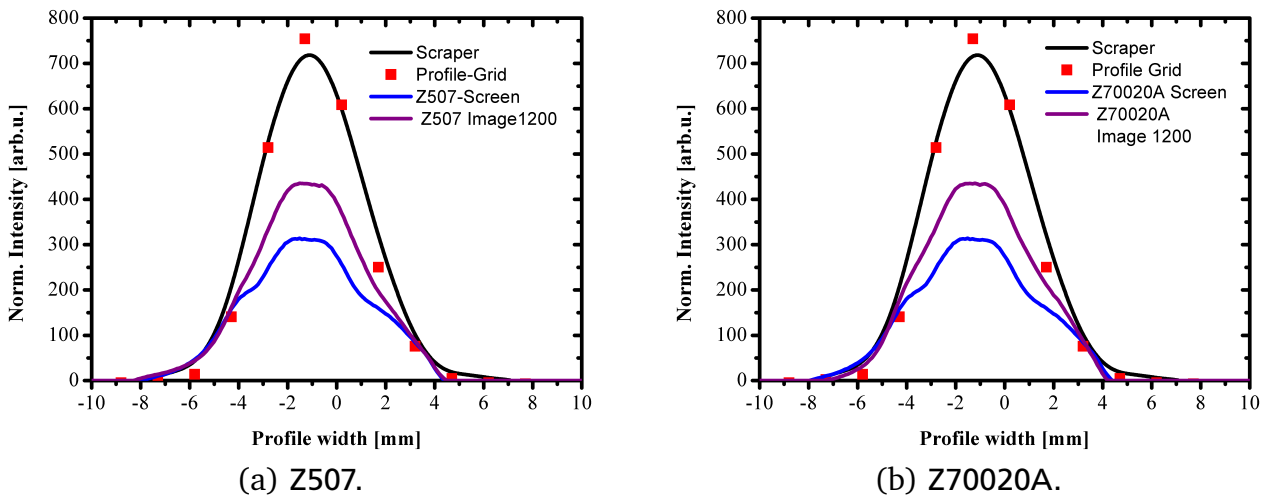


Abbildung 4.6.: Vergleich der Profile für Ca -Ionen bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3.

In Abbildung 4.7(a) sind die Projektionen von Al_2O_3 zu sehen. Es ist deutlich erkennbar, dass die Projektion des ersten Bildes sehr gut mit den Referenzmethoden übereinstimmt. Somit ist es höchst wahrscheinlich, dass die Intensitätsverteilung des Ionenstrahls zu Beginn der Messung (1. Makropuls) von dem Al_2O_3 -Schirm richtig wiedergegeben wird. Der zeitliche Verlauf ist jedoch, wie auch schon zuvor vermutet, ein Indiz für eine Schädigung des Schirms. Im Zentrum des Ionenstrahls folgt das Profil des Leuchtschirms nicht mehr dem der Referenzmethode, was, wie schon zuvor diskutiert, ein typisches Indiz für eine Schädigung ist. Ein Temperatureffekt ist aus den bei Abbildung 4.3 diskutierten Gründen unwahrscheinlich. Mögliche Veränderungen im Material können jedoch den gesamten Prozess der Szintillation beeinflussen; hier sind viele Prozesse denkbar. Die Populationen der Farbzentren (Anzahl von F^+ , F^0 , F_2 , ...) können sich im Laufe der Bestrahlung ändern. Hieraus könnte sich zum Beispiel eine Reabsorption für das Szintillationslicht der F^0 -Zentren entwickeln, die wie ein Filter für das Szintillationslicht wirkt.

Dieser Prozess wäre mit einer leicht gelblichen Verfärbung der Al_2O_3 -Probe verbunden, da der Blauanteil des Lichts absorbiert werden würde. Auch eine Verringerung der Lumineszenz durch die Bildung größerer Defektkomplexe ist denkbar [41]. Wahrscheinlicher ist jedoch eine Konversion von F^0 -Zentren zu F^+ -Zentren [22, 42], was von den Messergebnissen der Spektroskopie in Abschnitt 4.5 unterstützt wird. Wie im Abschnitt 2.3.3 gezeigt wurde, besitzt Al_2O_3 auch Emissionen im UV-Bereich (siehe Abbildung 2.7). Es ist daher auch denkbar, dass es in der Mitte des Leuchtflecks verstärkt zur Emission im UV-Bereich kommt, die von der Kamera nicht detektiert werden kann. Die weiter oben beschriebene Deformation des aufgezeichneten Leuchtflecks wäre die Folge.

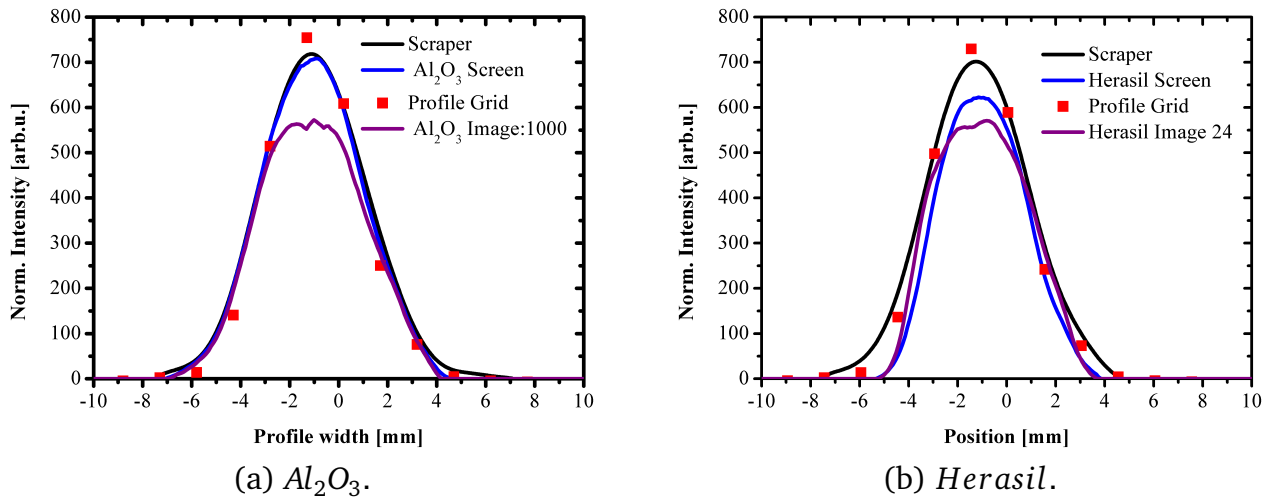
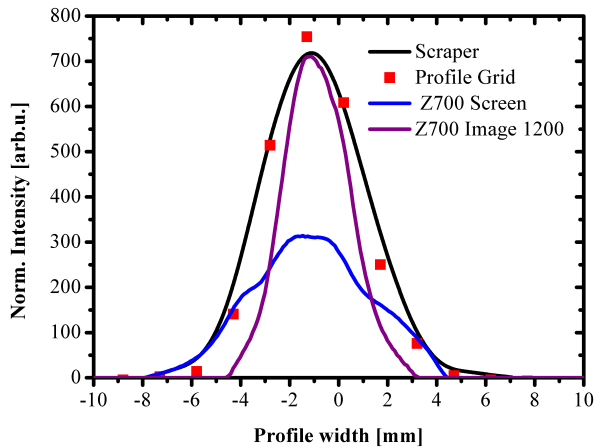


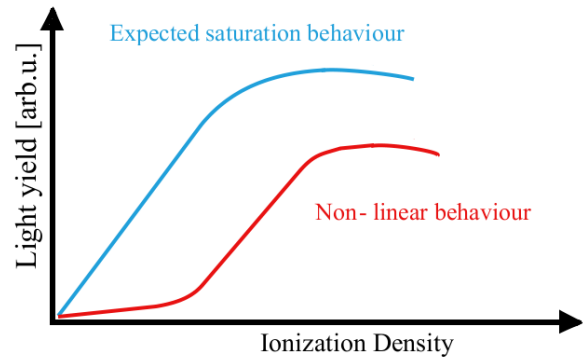
Abbildung 4.7.: Vergleich der Profile für Ca -Ionen bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3.

Die in Abbildung 4.7(b) gezeigten Profile von *Herasil* zeigen größere Übereinstimmung mit den Referenzmethoden als die von Z507 und Z70020A. Es ist jedoch deutlich erkennbar, dass die äußeren Bereiche der Projektion nicht übereinstimmen. Hier sieht es so aus, als ob dort kein oder deutlich weniger Licht emittiert wird als im Zentrum des Ionenstrahls. Der zeitliche Verlauf vom Beginn der Messung bis zum 24. Puls zeigt, wie auch schon in Abbildung 4.3 zu sehen, eine schnelle Veränderung, die in ihrer Art der von Al_2O_3 ähnelt. Man könnte auch hier eine Schädigung vermuten. Wesentlich interessanter ist jedoch das Fehlen der „Schultern“ der Projektion. Das erwartete Ansprechverhalten eines Szintillators in Abhängigkeit der Ionisationsdichte ist in Abbildung 4.8(b) in hellblau gemäß [15] dargestellt. Man erkennt, dass es für die hellblaue Kurve einen zuerst linearen Zusammenhang zwischen der Lichtausbeute und der Ionisationsdichte gibt. Für *Herasil* wird jedoch ein Verhalten festgestellt, welches die rote Kurve repräsentiert. Auf mögliche Gründe für dieses Verhalten soll zusammen mit der Diskussion von Z700 eingegangen werden.

Die Profile von Z700 in Abbildung 4.8 zeigen für den ersten Makropuls ein ähnliches Profil wie die anderen Zirkonoxide Z507 und Z70020A. Das Profil folgt an den Schultern den Referenzmethoden, im Zentrum jedoch ist der Verlauf des Profils deutlich davon verschieden. Im Verlauf der Bestrahlung ergibt sich dagegen ein völlig anders Profil. Auch hier fehlen die Schultern der Projektion, wie es auch schon, wenn auch schwächer, für *Herasil* festgestellt wurde. Somit würde auch Z700 eine Ansprechschwelle zeigen.



(a) Z700.



(b) Schematische Darstellung des Ansprechverhaltens.

Abbildung 4.8.: Links: Vergleich der Profile für Ca bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3, Rechts: Veranschaulichung des Ansprechverhalten.

In Abbildung 4.8(b) sind schematisch Lichtausbeuten von Szintillatoren in Abhängigkeit von der Anregungsdichte dargestellt. Die blaue Kurve repräsentiert einen zuerst linearen Zusammenhang zwischen erzeugten Elektron-Loch Paaren und der Lichtausbeute. Mit steigender Dichte der Ladungsträger steigt auch die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern und somit auch die Anzahl von nicht strahlenden Rekombinationen, wie zum Beispiel über Auger-Prozesse. Das Abknicken der blauen Kurve könnte man als ein Sättigungsverhalten des Szintillators bezeichnen. Das in rot dargestellte Verhalten repräsentiert ein nicht lineares Verhalten mit einer Art von Ansprechschwelle. Bevor es einen linearen Zusammenhang zwischen Anregungsdichte und Lichtausbeute gibt, muss ein bestimmter Wert der Anregungsdichte überschritten werden.

Die Ansprechschwelle von Z700 würde in Abbildung 4.8(b) der roten Kurve entsprechen. Über die Bestrahlungszeit würde sich das Verhalten von Z700 von der blauen Kurve in Abbildung 4.8(b) hin zur roten Kurve verändern. Das in rot dargestellt Verhalten ist nur im %-Bereich von zum Beispiel $NaI : Tl$ bekannt [43]. In der hier dargestellten Größenordnung ist es jedoch noch nicht festgestellt worden. In [15] sind verschiedene mögliche Ursachen für Nichtlinearität zusammengefasst (wie zum Beispiel die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern); sie sind aber auch noch Gegenstand aktueller Forschung [44]. Wie schon bei der Diskussion der Messergebnisse von Al_2O_3 angedeutet wurde, können für die Nichtlinearität verschiedenste Prozesse verantwortlich sein. Eine mögliche Erklärung für das Ansprechverhalten von Z700 und *Herasil* kann die Existenz von Haftstellen (Traps) sein, an denen Elektronen oder Löcher lokalisiert werden können [42]. Die bereits vorhandenen oder erst durch die Bestrahlung erzeugten Haftstellen stellen eine Konkurrenz für die Farbzentren dar und beanspruchen einen Teil der Elektronen-Loch Paare. Erst wenn die Haftstellen gefüllt sind kommt es zu einem linearen Zusammenhang zwischen Lichtausbeute und Anregungsdichte. Mit Hilfe der spektroskopischen Untersuchungen in Abschnitt 4.5 wird versucht, eine Erklärung für das Verhalten der Materialien zu geben. Eine wichtige Schlussfolgerung aus den Messergebnissen von Z700 und *Herasil* ist, dass nicht das schmalste Strahlprofil auch das „richtige“ sein muss. Weiter hat von den in Abbildung 4.3

untersuchten Materialien Al_2O_3 die beste Übereinstimmung mit den Referenzmethoden gezeigt, wenn auch im Laufe der Messung eine Veränderung eingetreten ist.

4.4.2 Vergleich der Profile für 11,4 MeV/u Ca-Ionen aus Abbildung 4.4

In diesem Abschnitt werden die Projektionen der Leuchtflecke für die in Abbildung 4.4 diskutierten Messungen mit den Referenzmethoden verglichen. Der maßgebliche Unterschied der Messungen aus Abbildung 4.4 und 4.3 ist die Teilchenenergie. Die deponierte Energie des Makropulses wurde durch die Verringerung der Teilchenzahl annähernd gleich gehalten.

Abbildung 4.9(a) zeigt die Projektionen von Z507. Das Abbildungsverhalten ist ähnlich zu dem bei 4,8 MeV/u. Die Veränderung der Projektionen über die Zeit fällt jedoch schwächer aus als bei 4,8 MeV/u. Weiter ist festzustellen, dass die Projektion breiter erscheint als es die Referenzmethode vorgibt. Dies gilt für alle Zirkonoxide dieser Messreihe.

In Abbildung 4.9(b) sind die Projektionen von Al_2O_3 dargestellt. Auffällig ist hier, dass selbst die Projektion des ersten Makropulses nicht mit den Referenzmethoden übereinstimmt, was bei 4,8 MeV/u der Fall war. Eine sofortige, massive Schädigung des Leuchtschirms kann durch die geringe Teilchenzahl von $1,87 \cdot 10^{10}$ ppp und den sehr konstanten Verlauf von Lichtausbeute und σ in Abbildung 4.4 ausgeschlossen werden. Würde es sich um eine Schädigung handeln, müsste derselbe Effekt auch bei den Untersuchungen mit 4,8 MeV/u beobachtbar sein. Dort war die Teilchenzahl pro Makropuls 2,3-mal höher und die Belastung des Materials durch die dortige radiale Dosisverteilung größer. Auch bei 11,4 MeV/u zeigt sich ein leichter Einbruch in der Mitte der Projektion über die Zeit.

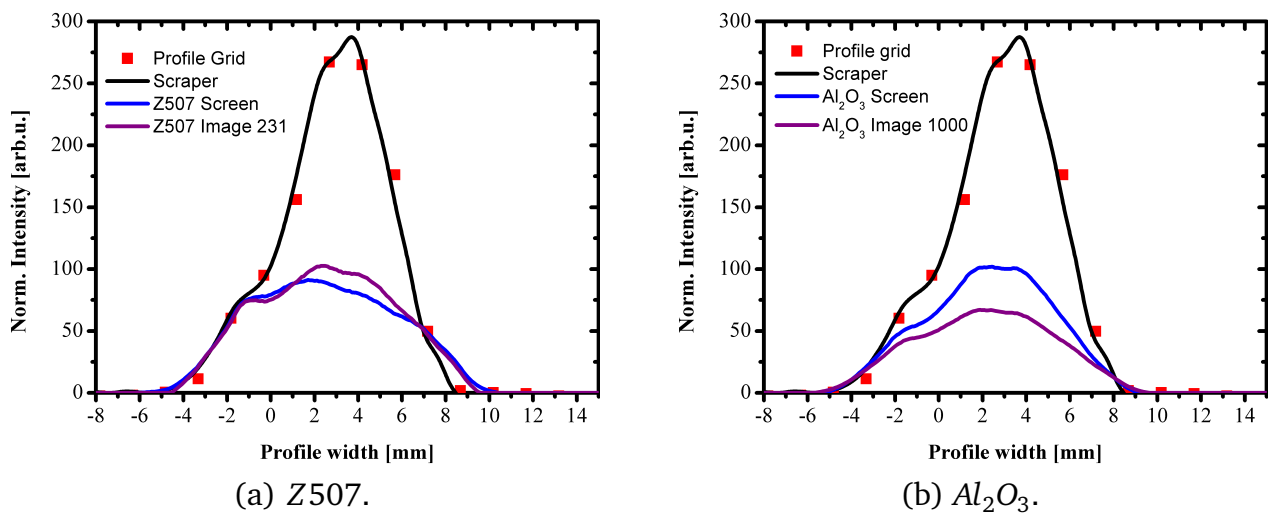
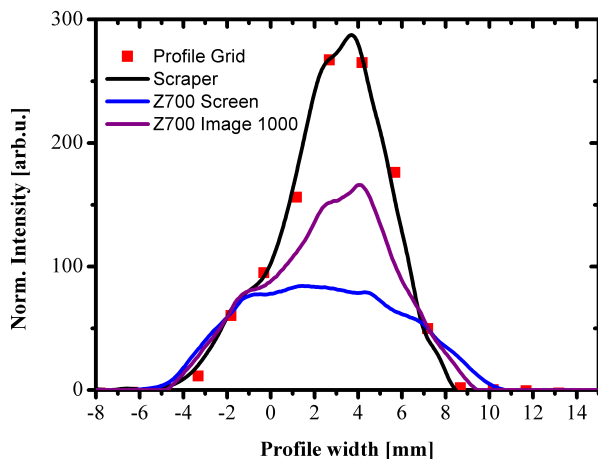
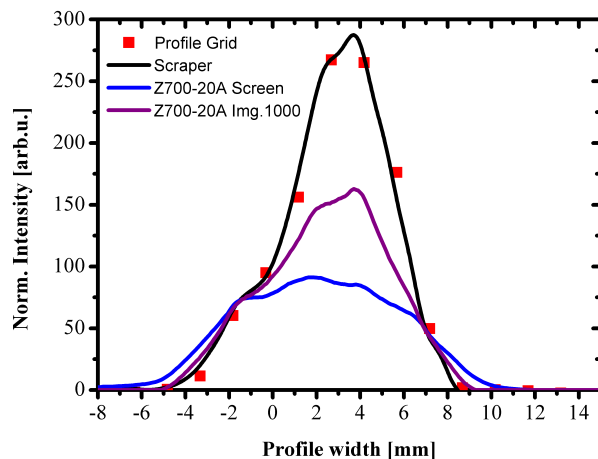


Abbildung 4.9.: Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.

Abbildung 4.10 zeigt die Projektionen von Z700 und Z70020A. Wie man sieht, ähnelt sich das Abbildungsverhalten der beiden Materialien über die Zeit, wohingegen bei 4,8 MeV/u Z507 und Z70020A sich ähnlich verhielten. Wie schon zuvor bei Z507 ist auch hier eine leichte Verbreiterung der Projektionen gegenüber der Referenzmethode festzustellen. Dies ist für Z700 erstaunlich, da bei 4,8 MeV/u sogar im Laufe der Messung die „Schultern“ verschwanden. Das Verhalten von Z70020A ist mit dem bei 4,8 MeV/u jedoch vergleichbar.



(a) Z700.

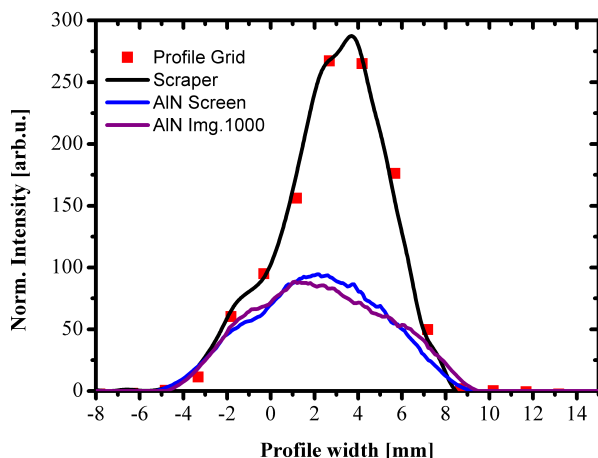


(b) Z70020A.

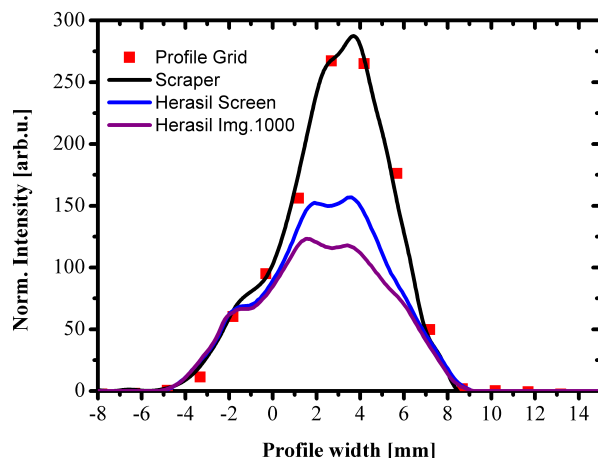
Abbildung 4.10.: Vergleich der Profile für Ca -Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.

In Abbildung 4.11 (a) sind die Projektionen von AlN zu sehen. Leider wurde dieses Material, aus Gründen der limitierten Anzahl an Proben auf der Leiter nicht bei 4,8 MeV/u untersucht. AlN zeigt eine zeitlich sehr stabile Projektion. Auch hier wird, wie bei allen anderen Materialien, die Mitte des Leuchtflecks anders wiedergegeben als durch die Referenzmethoden.

Abbildung 4.11(b) zeigt die Projektionen von $Herasil$. Im Gegensatz zu den Messungen mit 4,8 MeV/u fehlen hier bei 11,4 MeV/u nicht die Schultern und die Projektionen ähnelt eher denen von Al_2O_3 . Auch hier ist, wie auch schon bei den Messungen zuvor, ein Absinken der Höhe der Projektion über die Zeit festzustellen.



(a) AlN .



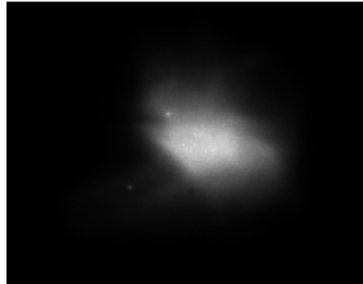
(b) $Herasil$.

Abbildung 4.11.: Vergleich der Profile für Ca -Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.

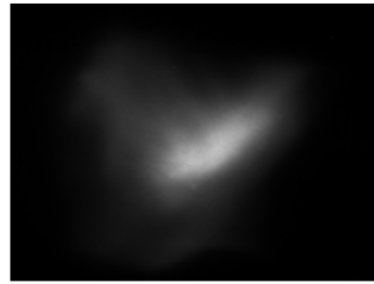
Festzuhalten bleibt, dass die Abbildungseigenschaften von Al_2O_3 , $Herasil$ und Z700 sich in den beiden Messungen mit Ca -Ionen bei 4,8 und 11,4 MeV/u deutlich unterscheiden. Weiter zeigen alle Materialien, außer Al_2O_3 zu Beginn der Messung mit 4,8 MeV/u, nicht das Strahlprofil der Referenzmethoden. Abbildung 4.12 zeigt jeweils die Leuchtflecke (a) und die Projektionen der Leuchtflecke (b) des ersten Makropulses aus den Messungen zu den Abbildungen 4.3 (4,8

MeV/u) bzw. 4.4 (11,4 MeV/u). Man erkennt deutlich, dass in dem Fall von 4,8 MeV/u das Strahlprofil des Leuchtschirms identisch ist mit dem der Referenzmethoden. Im Fall von 11,4 MeV/u stimmen die Profile nicht überein, wobei es sich aus den oben genannten Gründen sehr wahrscheinlich nicht um eine Schädigung handelt.

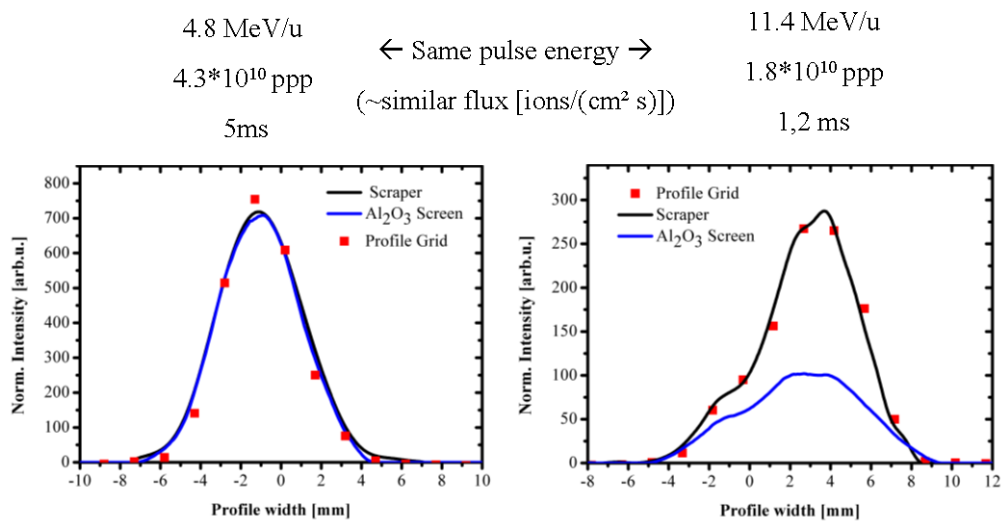
4.8 MeV/u



11.4 MeV/u



(a) Strahlflecke des ersten Makropulses für 4,8 und 11,4 MeV/u aus den Messungen zu den Abbildungen 4.3 bzw. 4.4.



(b) Projektionen der Strahlflecke aus Abbildung 4.12(a) im Vergleich mit den Profilen der Referenzmethoden.

Abbildung 4.12.: Vergleich der Strahlflecke und der Projektionen von Al_2O_3 für 4,8 und 11,4 MeV/u.

Die Leuchtflecke aus denen die Projektionen berechnet wurden sind nicht grundlegend verschieden, was aus Abbildung 4.12(a) zu entnehmen ist. Man erkennt, dass sich die Leuchtflecke ähnlich sind, bis auf eine etwas stärker ansteigende Intensitätsverteilung in der Mitte bei 11,4 MeV/u. Die hier zu klärende Frage ist also: „Woher kommt der Unterschied zwischen 11,4 und 4,8 MeV/u?“

4.5 Spektroskopie

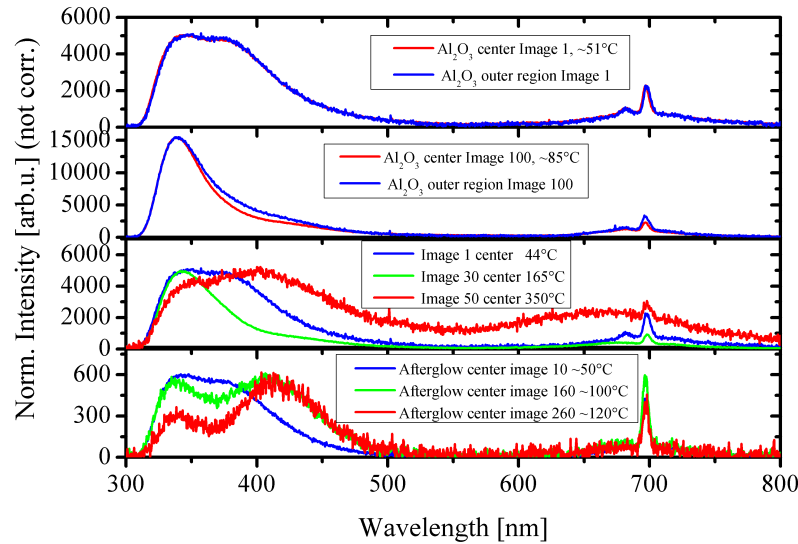
4.5.1 Vergleich der Emissionsspektren verschiedener Materialien bei gleichen Strahlparametern

Um die entstandenen Fragestellungen bezüglich der Homogenität des Emissionsspektrums des Leuchtflecks zu klären, wurden umfangreiche spektroskopische Untersuchungen durchgeführt. Mit dem in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Aufbau wurde das Szintillationslicht über die gesamten Länge des Makropulses integriert. Die hier gezeigten Spektren sind nicht intensitätskorrigiert. Durch die Intensitätskorrektur würden alle wellenlängenspezifischen Absorptionen im optischen Aufbau (Vakuumfenster, Objektiv, Spektrometer-Gitter und CCD-Chip) korrigiert werden. Eine Intensitätskorrektur wäre nur nötig, um verschiedene spektrale Anteile absolut miteinander vergleichen zu können. Die zur Verfügung stehende Kalibrationslampe erlaubt, aufgrund des thermischen Charakters des Kalibrationsspektrums, nur eine Intensitätskorrektur oberhalb von 370 nm. Unterhalb von 370 nm ist die abgestrahlte Leistung des Kalibrationsspektrums zu gering, um eine Korrektur durchführen zu können. Da es aber durchaus interessante spektrale Anteile unterhalb von 370 nm gibt, wurde auf eine Teilkorrektur der Spektren verzichtet. Dieser Umstand hat jedoch keinen Einfluss auf die Klärung der Fragestellungen, da die spektralen Anteile von außen und innen auch ohne diese Intensitätskorrektur verglichen werden können. Des Weiteren sind alle Spektren auf die Intensität normiert dargestellt, um Unterschiede, zum Beispiel zwischen außen und innen, erkennen zu können.

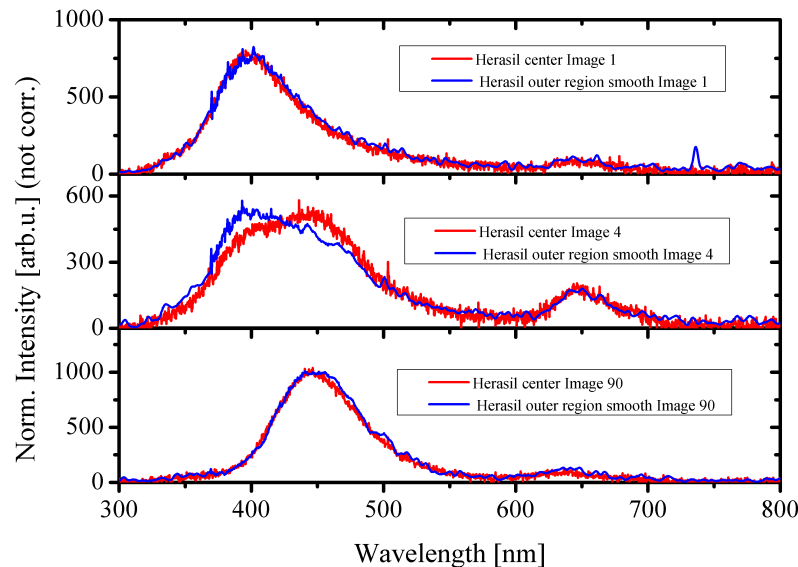
Wenden wir uns zunächst den Spektren für den *Ca*-Ionenstrahl zu, mit besonderem Augenmerk auf Unterschiede zwischen außen und innen auf dem Strahlfleck. Die Abbildungen 4.13, 4.15 und 4.16 zeigen die Ergebnisse einer Messreihe mit einem *Ca*-Ionenstrahl mit 4,8 MeV/u (Strahlparameter siehe Tabelle 4.5). Abbildung 4.13(a) zeigt die Spektren von Al_2O_3 des ersten Makropulses (oben), des 100. Makropulses (2 v. oben), die Temperaturabhängigkeit (3 v. oben) und das Nachleuchten (unten).

Betrachten wir zuerst das Spektrum des ersten Makropulses. Man sieht eine breite Emissionsbande zwischen 300 und 500 nm. Diese besteht aus einer Überlagerung mehrerer Banden verschiedener Farbzentren, die im Abschnitt 2.3.3 schon angesprochen wurden. Der Vergleich der Spektren des ersten Pulses 4.13(a, oben) mit der roten Kurve des Nachleuchtens (unten) zeigt, dass es sich bei der Emissionsbande zwischen 300 und 500 nm im Spektrum des ersten Pulses nicht nur um (F^0 , 3,0 eV (413 nm)) und (F^+ , 3,8 eV (326 nm))-Zentren handeln kann. Ein Beitrag von F_2 -Zentren ist daher wahrscheinlich. Die Linie bei 695 nm ist die charakteristische Cr^{3+} -Linie [45], die durch Spuren von Chrom im Material entsteht und kleine Seitenbänder aufweist (Vergleich Abbildung 4.15(b)). Die Chromlinie kann durch ihre Lage auch von der 2. Ordnung der Farbzentren überlagert werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich das Spektrum vom Zentrum des Leuchtflecks nicht von dem der äußeren Region unterscheidet.

Die zweite Zeile in Abbildung 4.13(a) zeigt das Spektrum des 100. Makropulses. Vergleicht man die Spektren des ersten Makropulses und des 100. Makropulses fällt auf, dass im Spektrum des 100. Makropulses der Anteil um 340 nm stark angestiegen ist, was unterschiedliche Gründe haben kann [22]. Durch die Bestrahlung können sowohl neue Farbzentren, als auch Pfade für



(a) Al_2O_3 WL-Auflösung: 2 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.



(b) *Herasil* WL-Auflösung: 9 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

Abbildung 4.13.: Emissions-Spektren Al_2O_3 und *Herasil* für einen Kalziumionenstrahl.

nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern erzeugt werden. Von Pfaden für nichtstrahlende Rekombination ist vor allem die F^0 -Emission (3,0 eV (413 nm)) betroffen [21]. Weiter ist hier bereits ein leichter Unterschied im Spektrum von außen und innen auf dem Leuchtfleck erkennbar. Zwischen 350 und 450 nm ist der relative Anteil im äußeren Spektrum größer als im inneren Teil. Auch die Intensität der Chromlinie ist im äußeren Teil des Strahlflecks etwas größer als im inneren. Für die F^+ -Emission (etwa 326 nm) ist jedoch keine Veränderung zwischen innen und außen festzustellen. Ausgehend von dieser Beobachtung kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Teil der Deformation des Strahlprofils in Abbildung 4.7(a) auf diesen Unterschied zurückzuführen ist. Der Unterschied in den Spektren zwischen außen und innen kann zwei Ursachen haben:

- Zum einen ist die akkumulierte Fluenz $\left(\frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}\right)$ innen im Strahlfleck größer als außen. Über die Dauer der Bestrahlung ist eine klare Tendenz einer Verschiebung der Emission zu kürzeren Wellenlängen erkennbar. Durch die höhere Fluenz im Zentrum des Strahlflecks kann dieser Effekt der Verschiebung der Emission im Zentrum stärker auftreten.
- Zum anderen kann auch der unterschiedliche Flux $\left(\frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2 \text{ s}}\right)$ eine Rolle spielen. Ein unterschiedlicher Flux verursacht einen Unterschied in der Anregungsdichte, also der erzeugten Elektronen-Loch Paare in einem Volumenelement pro Zeiteinheit. Auch hieraus könnten sich die unterschiedlichen Spektren erklären lassen, worauf im Abschnitt 4.6 noch genauer eingegangen wird.

Die dritte Zeile in Abbildung 4.13(a) zeigt eine Untersuchung des Temperatureinflusses auf das Emissionsspektrum im Zentrum des Ionenstrahls. Auch hier wurde die in Abschnitt 3.3.4 vorgestellte Heizmethode eingesetzt. Die angegebenen Temperaturen sind die Durchschnittstemperaturen auf der Rückseite des Leuchtschirms (siehe Simulation in Abschnitt 3.3.4). Bei der Erhöhung der Temperatur von blau (44°C, 1. Makropuls) über grün (165°C, 30. Makropuls) nach rot (350°C, 50. Makropuls) kommt es zu deutlichen Veränderungen in der Form des Emissionsspektrums. Ein Teil der Veränderungen kann hier auch durch die akkumulierte Fluenz entstehen (Vergleich erste und zweite Zeile in 4.13(a)).

Die vierte Zeile in Abbildung 4.13(a) zeigt die Veränderung des Nachleuchtens über die Dauer der Bestrahlung. Der Integrationszeitraum für das Nachleuchten hat die gleiche Länge wie der Makropuls und beginnt mit dem Ende des Makropulses. Auch hier verändert sich durch die Heizleistung des Ionenstrahls die Temperatur des Leuchtschirms. Im Nachleuchten sind deutlich die F^+ - und F^0 -Emission in den Spektren des 160. und des 260. Makropulses zu sehen. Generell ist erkennbar, dass die langwelligeren Emissionen von Al_2O_3 eine geringere Temperaturabhängigkeit zeigen als der Spektralanteil bei etwa 340 nm. Dies ist sowohl für das Nachleuchten als auch während des Makropulses festzustellen.

Abbildung 4.13(b) zeigt die Spektren von *Herasil* für den ersten, vierten und 90. Makropuls. Aufgrund der geringeren Lichtausbeute wurde für *Herasil* die Pulslänge und somit die Teilchenzahl pro Makropuls erhöht um ein ausreichendes Signal zu erhalten (Strahlparameter siehe Tabelle 4.5). Im Verlauf der Bestrahlungszeit zeigt sich für das Maximum der breiten Bande bei etwa 400 nm eine Verschiebung zu 450 nm. Für den vierten Makropuls ist dadurch auch ein Unterschied in den Spektren von innen und außen erkennbar. Dies lässt sich durch den unterschiedlichen Flux erklären. Die schwächere Bande bei 640 nm ist bei dem vierten Makropuls deutlich stärker als bei den anderen beiden. Nach der Verschiebung der starken Bande auf 450 nm ist kein signifikanter Unterschied in den Spektren von innen und außen erkennbar. Die Verschiebung der Hauptbande kann auf eine Komplexbildung hinweisen, ähnlich wie bei Al_2O_3 , bei dem die F_2 -Zentren auch eine langwelligere Emission aufweisen als die F -Zentren. Bei *Herasil* konnte kein Nachleuchten detektiert werden, was zum Teil auf das generell schwache Lichtsignal zurückgeführt werden kann.

Abbildung 4.14 zeigt die Spektren von Z700. In der ersten Zeile ist das Spektrum des ersten Makropulses zu sehen, wieder mit dem Vergleich zwischen innen und außen. Aufgrund der schwachen Signalstärke ist das Spektrum der äußeren Region geglättet dargestellt. Es ist eine breite Emissionsbande zwischen 300 und 700 nm erkennbar, deren Maximum bei etwa 440 nm

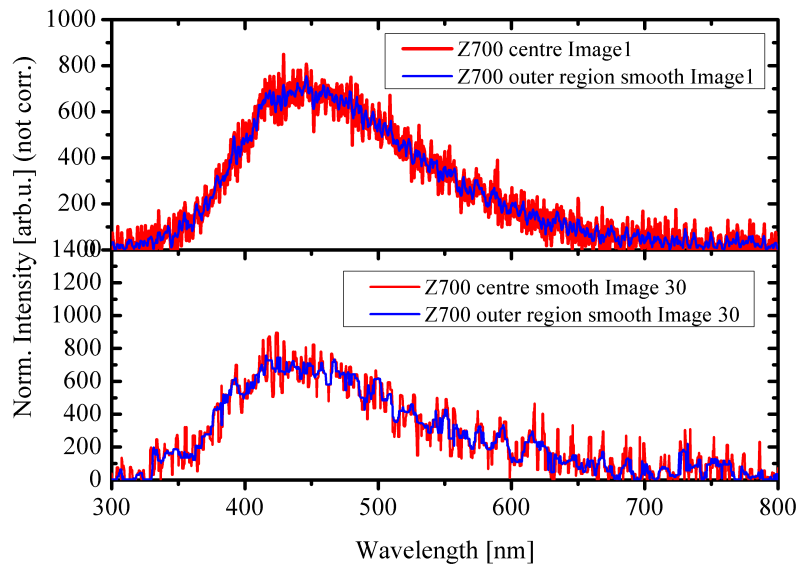
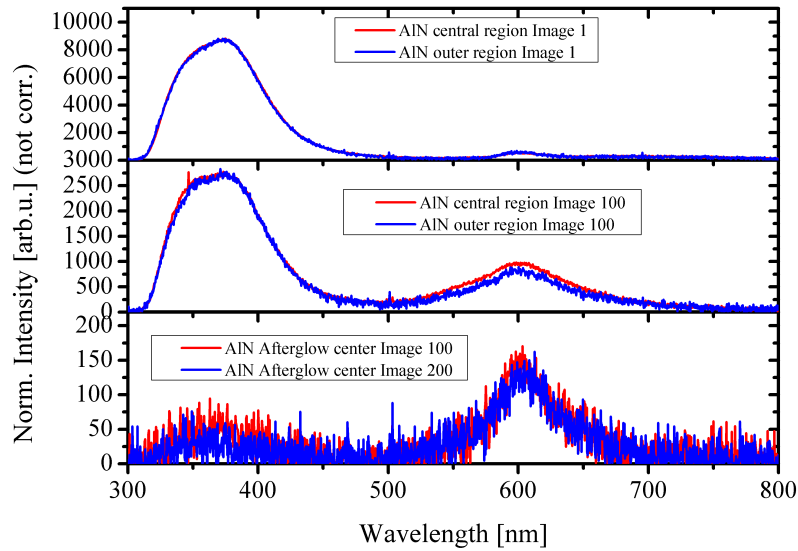


Abbildung 4.14.: Emissionsspektrum von Z700 für einen Kalziumionenstrahl, WL-Auflösung: 9 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

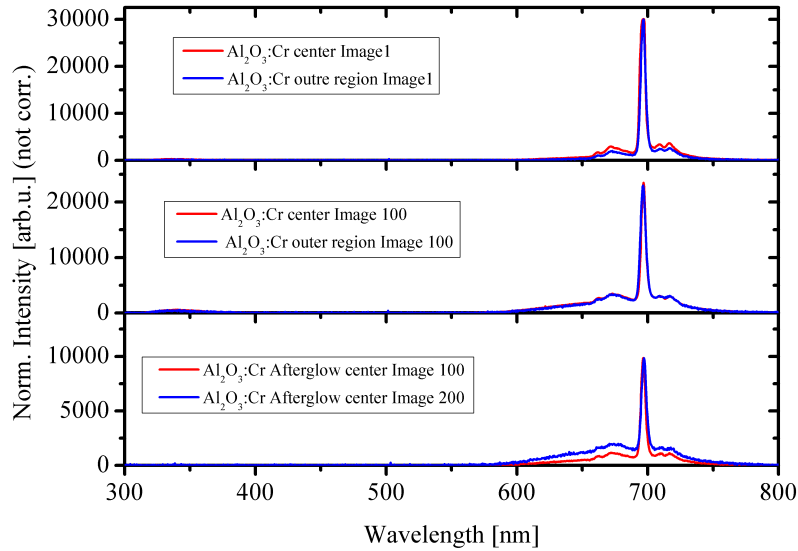
liegt. Die zweite Zeile von Abbildung 4.14 zeigt das Spektrum des 30. Makropulses, hier sind sowohl der innere als auch der äußere Anteil geglättet dargestellt. Ein Vergleich zwischen erster und zweiter Zeile zeigt keine deutliche Veränderung in der Form und Lage des Spektrums. Die Spektren von außen und innen sind in beiden Fällen gleich. Die beobachteten Veränderungen der Abbildungseigenschaften in Abbildung 4.8(a) sind anhand der experimentellen Ergebnisse hier nicht auf einen Unterschied im Spektrum zwischen innen und außen auf dem Leuchtfleck zurückzuführen.

Abbildung 4.15(a) zeigt das Spektrum von AlN . Die erste Zeile von Abbildung 4.15(a) zeigt das Spektrum des ersten Makropulses, das aus zwei breiten Emissionsbanden besteht. Die Bande zwischen 300 und 500 nm ist deutlich stärker als die etwa bei 600 nm lokalisiert ist. Die Spektren von innen und außen sind identisch in ihrer Form. Vergleicht man diese Spektren mit der zweiten Zeile von 4.15(a), fällt im Spektrum des 100. Makropulses die reduzierte Intensität der starken Bande zwischen 300 und 500 nm auf. Weiter gibt es einen leichten Unterschied zwischen den Spektren von innen und außen auf der langwelligeren Seite. Im Nachleuchten von AlN ist die Bande bei 600 nm dominant.

Abbildung 4.15(b) zeigt das Spektrum von $Al_2O_3 : Cr$ (keramischer Rubin). Die charakteristische Cr^{3+} Linie bei etwa 696 nm ist zusammen mit ihren Seitenbändern deutlich erkennbar. Die bekannte Farbzentrenemission des Al_2O_3 -Wirtsgitters wird offenbar durch die Cr -Beimischung völlig unterdrückt. Dadurch liegt unter der Cr -Emission auch nicht die zweite Ordnung der Farbzentren. Hier ist über die Zeit nur eine leichte Erhöhung der Seitenbänder festzustellen (Vergleich erste und zweite Zeile in Abbildung 4.15(b)). Dies kann auf eine Veränderung in dem, vom Cr^{3+} -Ion wahrgenommenen, Kristallfeld hindeuten [16]. Da es durch die Chromdopierung zu keiner nennenswerten Emission der Farbzentren des Wirtsgitters kommt, kann man auch für die Chromlinie in reinem Al_2O_3 schließen, dass die zweite Ordnung nicht signifikant zu den Seitenbändern der Chromlinie beiträgt. Das lange Nachleuchten ist lange bekannt [16] und dominiert durch die langsame Rekombination von Ladungsträgern am Cr^{3+} -Ion. Im Nach-



(a) AlN WL-Auflösung: 2 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.



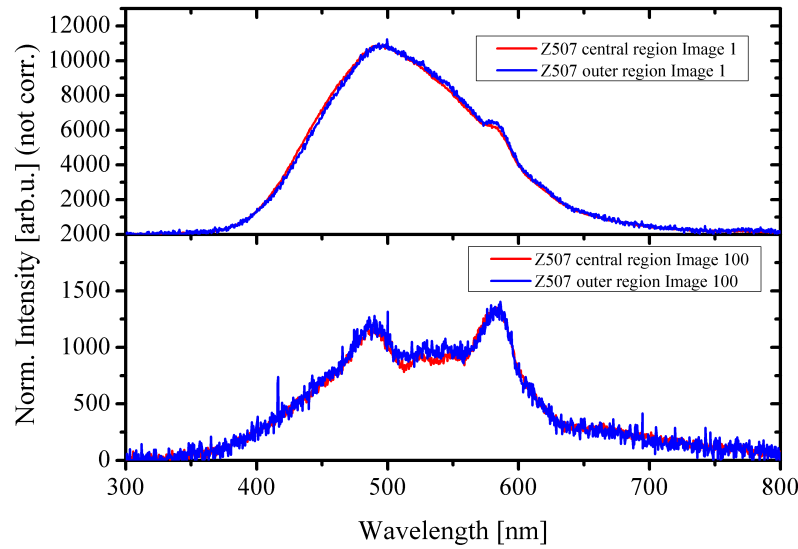
(b) $Al_2O_3 : Cr$ WL-Auflösung: 2 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

Abbildung 4.15.: Emissionsspektren von AlN und $Al_2O_3 : Cr$ für einen Kalziumionenstrahl.

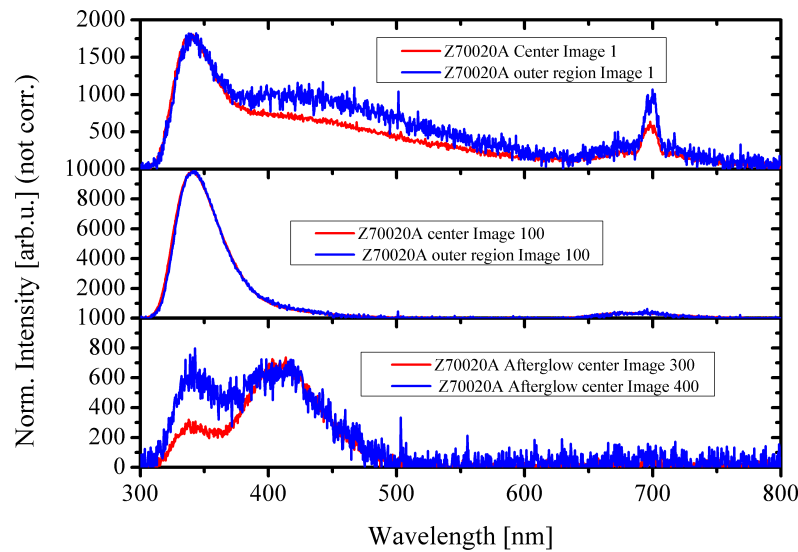
leuchten zeigt sich über die Bestrahlungszeit ein Anstieg der Seitenbänder der Chromlinie. Ein Unterschied zwischen außen und innen war auch in den Spektren des Nachleuchtens nicht festzustellen.

Abbildung 4.16(a) zeigt das Spektrum von Z507. Das Spektrum des ersten Makropulses besteht aus einer breiten Bande zwischen 350 und 750 nm. Es tritt dabei eine Komponente bei etwa 580 nm etwas hervor. Über die Dauer der Bestrahlung verändert sich das Spektrum dramatisch (Vergleich Zeile 1 und 2), wobei die Komponenten bei etwa 490 und 580 nm noch stärker hervortreten. Hierbei kann es sich sowohl um einen Fluenz-Effekt als auch um einen thermischen Effekt oder eine Kombination aus beiden handeln. Es ist dabei nur ein leichter Unterschied zwischen außen und innen erkennbar. Ein Nachleuchten war nicht festzustellen.

Damit kann das deutlich breitere Strahlprofil in Abbildung 4.6(a) nicht durch unterschiedliche Spektren des Strahlflecks erklärt werden.



(a) Z507 WL-Auflösung: 9 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.



(b) Z70020A WL-Auflösung: 9 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

Abbildung 4.16.: Emissionsspektren von Z507 und Z70020A.

Abbildung 4.16(b) zeigt das Spektrum von Z70020A. Das Spektrum besteht aus einer breiten Emission zwischen 300 und 630 nm sowie der Chromemission um 695 nm. Durch die Anteile von Al_2O_3 in der Keramik sind im Spektrum des ersten Makropulses deutliche Anteile der Farbzentren zu erkennen, die auch bei reinem Al_2O_3 auftreten. Auch ist hier ein Unterschied zwischen den Spektren von außen und innen festzustellen. Über die Bestrahlungszeit verschwindet ein Großteil des Spektrums und nur noch die typische Al_2O_3 -Emission bleibt erhalten. Auch der Unterschied zwischen außen und innen ist nicht mehr festzustellen. Das Nachleuchten ist durch den Al_2O_3 -Anteil dominiert (Vergleich Abbildung 4.13(a)). Die Feststellung eines Unterschiedes in den Spektren zwischen innen und außen verleitet dazu, die Messergebnisse in Abbildung

4.6(b) durch diesen Unterschied zu erklären. Die Spektren von Z507 in Abbildung 4.16(a) zeigen jedoch keinen solchen Unterschied zwischen innen und außen, und Z507 zeigt in Abbildung 4.6(a) dasselbe Verhalten wie Z70020A in 4.6(b). Damit ist eine Erklärung des Abbildungsverhaltens von Z70020A anhand der spektroskopischen Ergebnisse nicht offensichtlich.

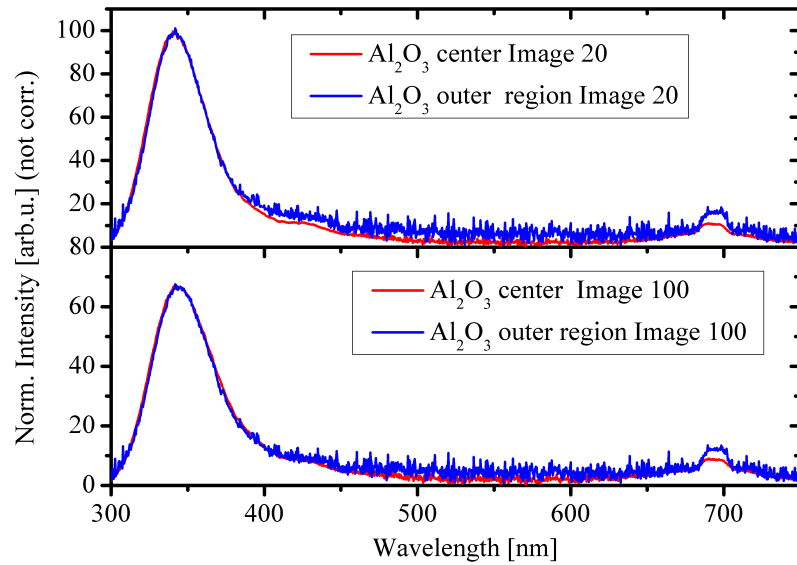
Eine der zentralen Fragestellungen war die Erklärung für das Strahlprofil von Al_2O_3 in Abbildung 4.9(b). Wie schon dort festgestellt wurde ist eine Schädigung des Materials aus mehreren Gründen unwahrscheinlich. Um einen Einfluss des Spektrums auszuschließen, wurde Al_2O_3 mit Ca bei 11,4 MeV/u untersucht. Abbildung 4.17(a) zeigt die Spektren für den 20. Makropuls (oben) sowie den 100. Makropuls (unten). In den Spektren von innen und außen des Leuchtflecks lässt sich jedoch kein Unterschied erkennen, der die Fehlmessung in Abbildung 4.9(b) erklären könnte. Der leichte Unterschied zwischen innen und außen ist auch schon bei Messungen mit 4,8 MeV/u aufgetreten (siehe Abbildung 4.13(a, zweite Zeile)), ohne dass es zu einem ähnlichen Effekt in der Projektion gekommen ist (Vergleiche Abbildung 4.7(a)). Zum Vergleich der Form des Spektrums mit 4,8 MeV/u ist in Abbildung 4.17(b, oben) das Spektrum von Al_2O_3 mit einem 4,8 MeV/u Ca -Ionenstrahl aus einer weiteren Messreihe zu sehen. Die Spektren sind sich sehr ähnlich und auch das Nachleuchten in 4.17(b, unten) ist mit dem aus Abbildung 4.13(a) sehr gut vergleichbar. Bei dem Nachleuchten ist anhand der schwarzen Kurve (Integration beginnt 3,3 ms nach Ende des Makropulses und hat die Länge des Makropulses) sogar festzustellen, dass selbst 3,3 ms nach Ende des Makropulses noch eine F^+ -Emission messbar ist. Anhand der schnellen Emission (Lebenszeit 1,7 ns [46]) wird deutlich, dass die Relaxations- und Migrationszeit der Ladungsträger zu den F-Zentren in der Größenordnung von ms liegen muss. Nach gegenwärtigem Erkenntnisstand lässt sich eine Emission nach $2 \cdot 10^6 \tau$ nicht anders erklären. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse spricht dafür, dass der Abbildungsfehler von Al_2O_3 bei einer Ionenenergie von 11,4 MeV/u nicht mit der spektralen Sensitivität des Kamerasystems erklärt werden kann.

4.5.2 Vergleich der Emissionsspektren der Materialien bei Beschuss mit verschiedenen Ionenstrahlen

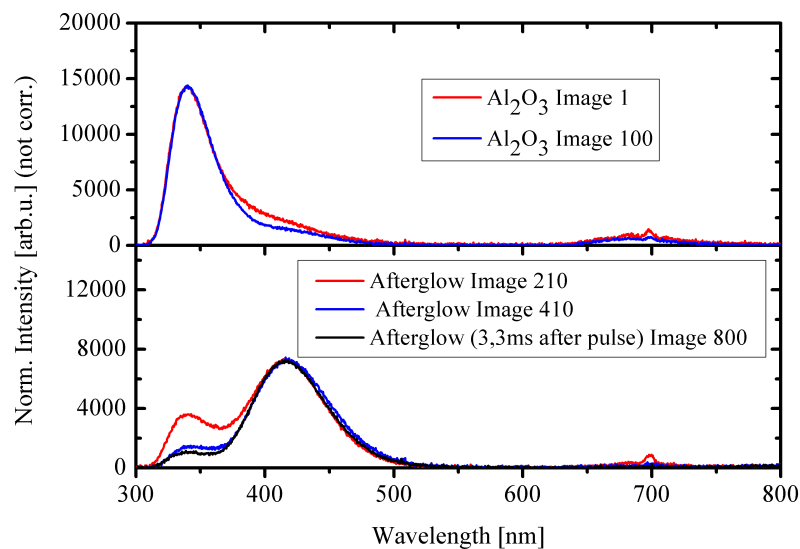
Um das Verhalten der Materialien unter dem Einfluss verschiedener Ionensorten zu untersuchen, werden im folgenden Teil dieses Abschnitts die Spektren, erzeugt von verschiedenen Ionensorten, miteinander verglichen. In Abbildung 4.18 sind in (a) die Spektren für einen Kalzium-, in (b) für einen Uran- und in (c) für einen Argonionenstrahl dargestellt. Bis auf die vorletzte Zeile befindet sich jeweils rechts und links dasselbe Material.

Die erste Zeile von 4.18 zeigt die Spektren für Z507. Links im Fall von Ca -Ionen ist wieder ein sehr ähnliches Spektrum wie in Abbildung 4.16(a) zu sehen. Über die Bestrahlungsdauer treten wieder die beiden Anteile bei etwa 490 und 580 nm hervor. Rechts im Fall der Uranionenstrahls verbreitert sich die Emissionsbande über die Zeit.

Die zweite Zeile zeigt die Spektren von Z70020A. Links für die Ca -Ionen ergibt sich ein ähnliches Spektrum wie in Abbildung 4.16(b, zweite Zeile). Die anfänglich in Abbildung 4.16(b, erste Zeile) zu sehende, breite Bande ist hier nicht festzustellen, sondern es erscheint sofort die charakteristische Al_2O_3 -Emission. Da diese breite Bande aber auch in Abbildung 4.16(b) sehr schnell verschwunden ist, wäre es durchaus möglich, dass die Bande schon während der Einstellung des Eintrittsspalts für die Messung in Abbildung 4.18 verschwunden ist. Die Einstellung des Eintrittsspalts ist nötig um die Signalstärke auf dem CCD-Chip der Kamera einzustellen und



(a) Emissionsspektren von Al_2O_3 für Ca-Ionen mit einer Energie von 11.4 MeV/u, WL-Auflösung: 16 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

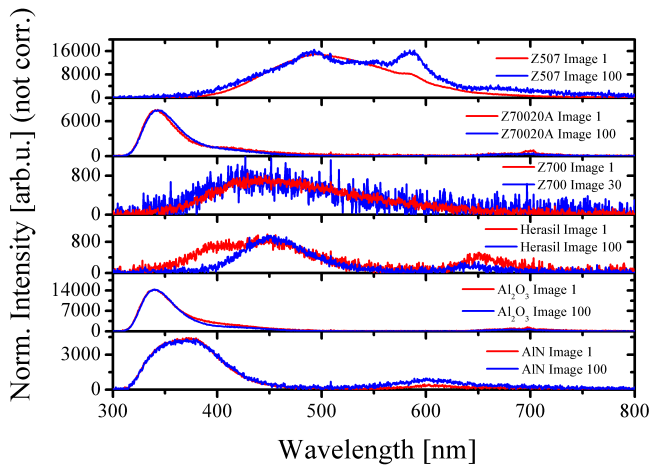


(b) Emissionsspektren von Al_2O_3 für Ca-Ionen mit einer Energie von 4.8 MeV/u, WL-Auflösung: 2 nm FWHM, Nachleuchten 6 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5, (Auszug aus Abbildung 4.18(a)).

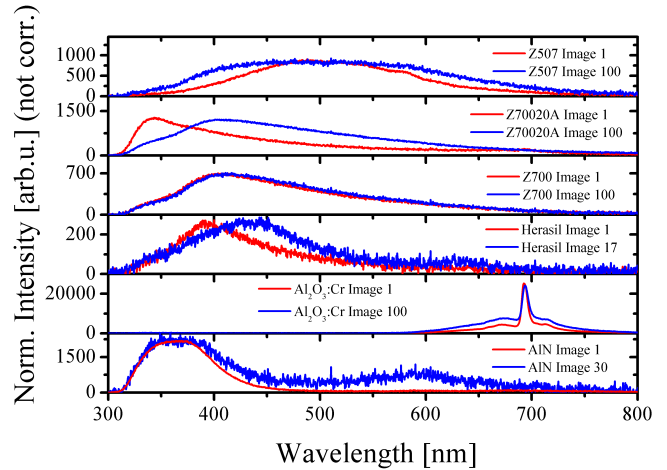
Abbildung 4.17.: Emissionsspektren von Al_2O_3 für Ca-Ionen mit unterschiedlicher Energie.

benötigt 1-10 Makropulse. Bei der Messung mit Uranionen (rechts) tritt diese Bande verstärkt auf. Über die Bestrahlungszeit wird der F^+ -Anteil schwächer und die Anteile im sichtbaren Bereich über 400 nm treten stärker hervor.

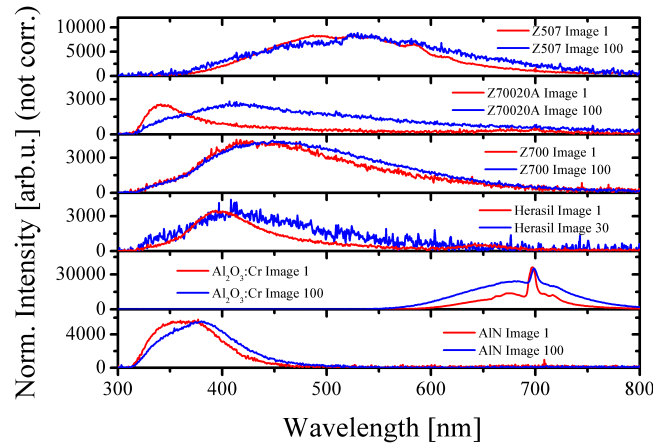
In der dritten Zeile von Abbildung 4.18 sind die Ergebnisse für Z700 zu sehen. Hier ist die Form der Spektren von Uran- und Kalziumionen sehr ähnlich. Das Maximum der Emissionsbande bei Kalziumionen liegt jedoch bei etwa 440 und bei Uranionen bei 410 nm.



(a) Spektren verschiedener Materialien für einen Kalziumionenstrahl WL-Auflösung: 2 nm FWHM Al_2O_3 u. AlN ; 9 nm FWHM Z700, Z70020A, Z507 u. Herasil.



(b) Spektren verschiedener Materialien für einen Uranionenstrahl WL-Auflösung: 2 nm FWHM $Al_2O_3 : Cr$ u. AlN ; 4 nm FWHM Z700, Z70020A, Z507; 10 nm FWHM Herasil.



(c) Spektren verschiedener Materialien für einen Argonionenstrahl WL-Auflösung: 2 nm FWHM $Al_2O_3 : Cr$; 4 nm FWHM AlN ; 8 nm FWHM Z700, Z70020A, Z507 Herasil.

Abbildung 4.18.: Vergleich der Spektren für Kalzium-, Uran- und Argonionen, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.

In der vierten Zeile ist das Spektrum von Herasil zu sehen. Hier ergeben sich deutliche Unterschiede in Form und Lage der Banden zwischen Kalzium und Uran. Zu Beginn der Messung sind bei dem Kalziumionenstrahl die Anteile im sichtbaren Bereich über 400 nm dominanter als bei der Messung mit dem Uranstrahl. Auch die kleine Bande bei etwa 640 nm ist bei Uran deutlich schwächer. Über die Bestrahlungszeit ergibt sich wieder eine Verschiebung der starken Bande in Richtung des sichtbaren Bereichs, wie sie auch in Abbildung 4.13(b) schon dokumentiert wurde.

Zeile fünf in Abbildung 4.18(a) zeigt für Kalzium das Spektrum von Al_2O_3 und in (b) für Uran das von $Al_2O_3 : Cr$. Das Spektrum in (a) von Al_2O_3 ist dem aus Abbildung 4.13(a) sehr ähnlich und ist vergrößert in Abbildung 4.17(b) zusammen mit dem Nachleuchten dargestellt. Die

Spektren der beiden Messungen mit Kalziumionen zeigen den auch schon für Z70020A festgestellten Unterschied in der Anfangsphase, der hier nicht zu sehen ist.

Das Spektrum von $Al_2O_3 : Cr$ in Zeile fünf von Abbildung 4.18(b) ist dem aus Abbildung 4.15(b) sehr ähnlich. Auch hier ist über die Bestrahlungsdauer eine Erhöhung in den Seitenbändern der Chromlinie festzustellen. $Al_2O_3 : Cr$ zeigt damit den geringsten Unterschied in den Spektren zwischen Uran- und Kalziumionen.

Die Spektren von AlN in Zeile 6 von 4.18 zeigen ebenfalls keine signifikanten Unterschiede zwischen Uran- und Kalziumionen, wobei in der Messung von 4.15(a) die schwächere Bande bei etwa 600 nm stärker über die Bestrahlungszeit hervortrat als in Abbildung 4.18.

Abbildung 4.18(c) zeigt die Spektren der Materialien mit Argonionen bei 11,4 MeV/u. Die Spektren sind denen von Uran sehr ähnlich. Nur Herasil zeigt eine schwächere Verschiebung der dominanten Bande bei anfangs 400 nm über die Bestrahlungszeit. Die Erhöhung der Seitenbänder von $Al_2O_3 : Cr$ ist über die Fluenz stärker als bei Kalzium oder Uran. Bei AlN ist für den Argonstrahl die Bande bei 600 nm nicht zu sehen.

Tabelle 4.5.: Parameter der Ionenstrahlen der spektroskopischen Untersuchungen (Wiederholrate 1 Hz).

Abbildung	Ion	Energie	Strom	Pulslänge	ppp	P_{peak}	P_{aver}
4.13(a), 4.15, 4.16	$^{48}Ca^{10+}$	4,8 MeV/u	31 μA	3,3 ms	$5,4 \cdot 10^{10}$	604 W	1,99 W
4.13(b) Herasil	$^{48}Ca^{10+}$	4,8 MeV/u	30 μA	5 ms	$9,31 \cdot 10^{10}$	687 W	3,44 W
4.17(a)	$^{48}Ca^{10+}$	11,4 MeV/u	25,5 μA	5 ms	$8 \cdot 10^{10}$	1,4 kW	7,0 W
4.18(a), 4.17(b), 4.14	$^{48}Ca^{10+}$	4,8 MeV/u	30 μA	3 ms	$5,5 \cdot 10^{10}$	677 W	2,0 W
4.18(a) Herasil	$^{48}Ca^{10+}$	4,8 MeV/u	30 μA	5 ms	$9,1 \cdot 10^{10}$	672 W	3,36 W
4.18(b)	$^{238}U^{28+}$	4,8 MeV/u	300 μA	300 μs	$2,1 \cdot 10^{10}$	12,8 kW	3,84 W
4.18(c)	$^{40}Ar^{10+}$	11,4 MeV/u	350 μA	500 μs	$1,1 \cdot 10^{11}$	16,1 kW	8,0 W

4.6 Untersuchung der „Teilstrahlprofile“ aus den Spektroskopiedaten

Wie in der Erläuterung des experimentellen Aufbaus der Spektroskopie in Abschnitt 3.2.2 dargestellt wurde, wird die spektrale Information aus einem schmalen Streifen auf dem Leuchtschirm gewonnen. Für diesen schmalen Streifen auf dem Leuchtfleck kann ebenfalls ein Teilstrahlprofil berechnet werden, wie es in Abbildung 3.15 gezeigt ist. Durch den experimentellen Aufbau der Spektroskopie ist es nun möglich, diese Teilstrahlprofile für verschiedene Wellenlängen zu berechnen. Die Teilstrahlprofile können nicht mit den Referenzmethoden verglichen werden, da sie nur einen Teil des Ionenstrahls repräsentieren. Abbildung 4.19 zeigt die Teilstrahlprofile von Al_2O_3 , die aus den Messdaten für Abbildung 4.13(a) berechnet wurden, jeweils für die

Wellenlängen 330 (F^+), 420 (F^0) und 695 nm (Cr^{3+}). Zu Beginn des Abschnitts der Spektroskopie wurde bereits erklärt, dass die Messdaten nicht intensitätskorrigiert wurden. Hieraus ergibt sich eine Einschränkung für die Berechnung der Teilstrahlprofile. Die Wellenlängenbereiche für die Berechnung der Teilstrahlprofile müssen sehr klein gehalten werden, da der optische Aufbau (Objektiv, Spektrometer und Kamera) eine wellenlängenabhängige Sensitivität aufweist. Da die unterschiedlichen spektralen Anteile unterschiedlich stark repräsentiert werden, wurden die Teilstrahlprofile nur in einem Bereich von ± 3 nm um die genannte Wellenlänge berechnet (z.B. 330 ± 3 nm).

In der ersten Zeile von Abbildung 4.19 sind die Teilstrahlprofile des ersten Makropulses zu sehen. Die Profile sind auf das Maximum des 330 nm Profils normiert. Das Profil bei 330 nm ist schmaler als die Profile für 420 und 695 nm. Dieser bereits zu Beginn auftretende Unterschied könnte darauf zurückgeführt werden, dass immer einige Pulse nötig sind, um die passende Einstellung des Eintrittsspalts des Spektrometers zu bestimmen. Dadurch werden nicht alle Prozesse, die direkt zu Beginn einer Bestrahlung auftreten können, auch aufgezeichnet. Es ist daher nicht auszuschließen, dass zu Beginn der Bestrahlung die Teilstrahlprofile für 330, 420 und 695 nm identisch waren.

Vergleicht man die erste und die zweite Zeile von Abbildung 4.19 fällt auf, dass die Teilstrahlprofile des 100. Makropulses für 420 und 695 nm sich gegenüber dem ersten Makropuls verbreitert haben. Das Teilstrahlprofil für 330 nm hat sich dagegen nur sehr wenig verändert, was in dem Vergleich der dritten Zeile deutlich zu sehen ist. In den Messergebnissen aus Abbildung 4.13(a) wurde bereits festgestellt, dass die F^+ -Emission (etwa 330 nm) tendenziell mit der Bestrahlungsdauer zunimmt. Das Teilstrahlprofil zeigt in seiner Form jedoch keine signifikante Veränderung vom 1. auf den 100. Makropuls. Dies bedeutet, dass für die 330 nm die unterschiedliche Fluenz zwischen innen und außen auf dem Leuchtfleck keinen deutlichen Einfluss auf die Abbildung des Ionenstrahls hat, genauso wie der unterschiedliche Flux.

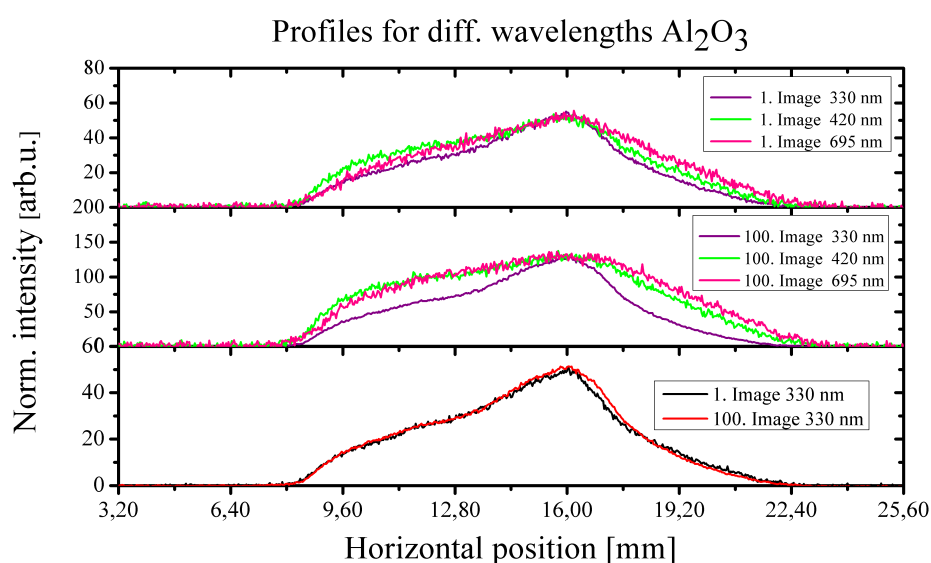


Abbildung 4.19.: Teilstrahlprofile für verschiedene Wellenlängen von Al_2O_3 aus den Emissionsspektren von Abbildung 4.13(a).

Für 420 und 695 nm gibt es eine Veränderung der Teilstrahlprofile. Diese Beobachtung stimmt mit der in Abbildung 4.7(a) überein, bei der ebenfalls eine Verbreiterung des Strahlprofiles (Vergrößerung von σ) über die Bestrahlungszeit zu sehen ist. Ursachen für die Verbreiterung können sowohl in der unterschiedlichen Fluenz, zwischen innen und außen auf dem Strahlfleck, als auch im Flux zu suchen sein. Grundsätzlich unterscheiden sich F^0 - stark von F^+ -Zentren in Al_2O_3 .

- F^+ -Zentren sind wesentlich kompakter als F^0 -Zentren. Nach [21] reicht die Wellenfunktion eines F^+ -Zentrums nicht wesentlich über sein nächstes Nachbaratom hinaus, sowohl im Grund- als auch im angeregten Zustand. Dagegen ist die Wellenfunktion eines F^0 -Zentrums deutlich ausgedehnter. Dies bedeutet, dass ein F^0 -Zentrum deutlich mehr von seiner Umgebung „wahrnimmt“, als ein F^+ -Zentrum (z.B. Gitterfehler und andere F-Zentren).
- Die Lebenszeit der angeregten Zustände unterscheidet sich nach [46] um 7 Größenordnungen. Für F^0 ist $\tau = 25$ ms und für F^+ ist $\tau = 1,7$ ns.
- Bei dem Übergang von seinem Grundzustand in den angeregten Zustand ist es bei dem F^0 -Zentrum durch die Lage des Energieniveaus wesentlich wahrscheinlicher, dass das Elektron in das Leitungsband gelangt als bei der Anregung eines F^+ -Zentrums (siehe Abbildung 2.7). Sollte das Elektron in das Leitungsband angehoben werden, ist es möglich, dass es zu anderen Farbzentren migriert.

Es gibt eine Konkurrenz zwischen F^+ - und F^0 -Emission, welche zum Beispiel in [47] und [48] diskutiert wird. Je größer das Ion ist, dass die Szintillation verursacht, umso größer ist nach [47] die F^+ -Emission. Hierbei sind verschiedenste Umwandlungsprozesse denkbar, die Gegenstand aktueller Forschung sind. Um die Komplexität der möglichen Vorgänge in Al_2O_3 etwas zu erläutern, sind in Abbildung 4.20 verschiedene Prozesse dargestellt.

- In der ersten Zeile von Abbildung 4.20 sind in den orangen Boxen die Abregungsreaktion von F^+ - und F^0 -Zentren dargestellt. Die angeregten Zentren kehren unter Aussendung eines Photons in ihren Grundzustand zurück.
- In der zweiten Zeile ist ein möglicher Elektronen- (e^-) oder Loch-Einfang (h) an den Zentren im Grundzustand zu sehen. Sollte sich ein F^+ - oder F^{2+} -Zentrum (leere Sauerstoff-Fehlstelle) ein Elektron einfangen, wird daraus ein angeregtes Zentrum mit einem höheren Ladungszustand. Weiter kann es durch einen Loch-Einfang in Verbindung mit einem Auger-Prozess dazu kommen, dass eines der beiden Elektronen in das Valenzband übergeht und die Energie an ein anderes, oder das Elektron des F-Zentrums abgegeben wird. Das verbleibende Elektron wird dadurch angeregt.
- In der dritten Zeile von Abbildung 4.20 ist durch die roten Pfeile eine elektronische Anregung dargestellt, wobei ein Elektron des F-Zentrums in das Leitungsband angehoben wird und damit nicht mehr der Fehlstelle zu Verfügung steht (Ionisation). Die Ionisation kann sowohl durch Elektron-Elektron Stöße, als auch durch im Al_2O_3 durch Rekombination erzeugte Photonen geschehen, die maximal die Energie der Bandlücke aufweisen können.
- In der vierten Zeile ist in hellblauen Pfeilen die Umwandlung eines angeregten F^0 -Zentrums (F^{0*}) in F^{+*} - bzw. in F^+ -Zentren dargestellt. Dies kann zum Beispiel sowohl durch eine Ionisation als auch über einen Loch-Einfang geschehen. Da die Lebensdauer

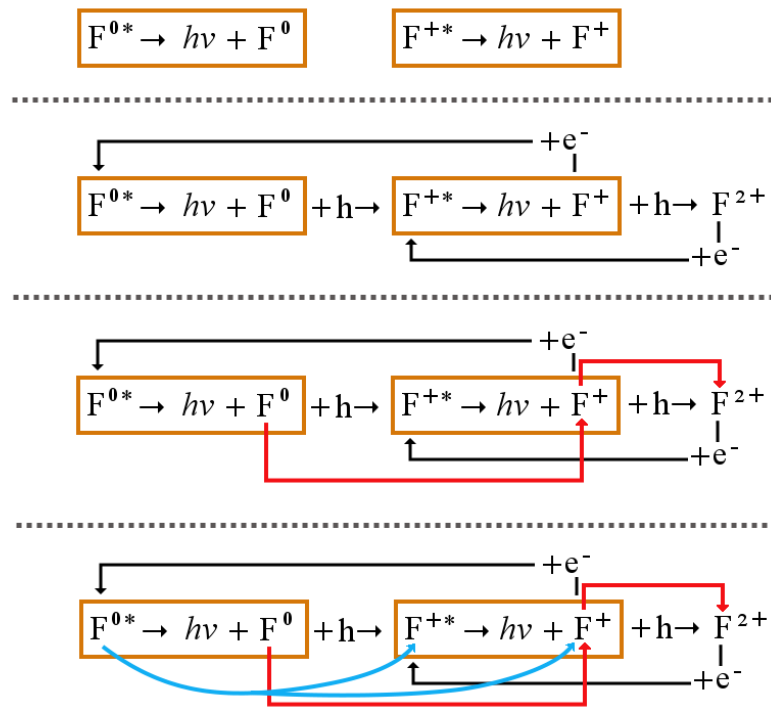


Abbildung 4.20.: F^0 - und F^+ -Emission von Al_2O_3 mit verschiedensten Umwandlungsprozessen.

des F^{0*} -Zentrums mit 25 ms gegenüber der des F^{+*} -Zentrums mit 1,7 ns viel größer ist, ist auch die Wahrscheinlichkeit dieser Umwandlungsprozesse an einem F^{0*} -Zentrum wesentlich größer als an einem F^{+*} -Zentrum. Weiter wird die Wahrscheinlichkeit für Umwandlungsprozesse an einem F^{0*} -Zentrum durch seine ausgedehnte Wellenfunktion begünstigt.

Die Stabilität der Abbildung des Teilstrahlprofils der 330 nm (F^+) Emission in Abbildung 4.19 könnte somit auf die Eigenschaften des F^+ -Zentrums zurückgeführt werden. Die Veränderung der Abbildung bei 420 nm kann durch die Vielzahl der möglichen Prozesse viele Ursachen haben. Zum Beispiel kann durch den höheren Flux im Zentrum des Strahlflecks eine höhere Anregungsdichte (Anzahl der e-h Paare im Volumenelement) erzeugt werden als außen. Durch die höhere Anregungsdichte kann es im Zentrum vermehrt zu einer Konversion von F^0 zu F^+ kommen. Aus den experimentellen Ergebnissen dieses Abschnitts wäre es empfehlenswert, eine Messung des Strahlprofils bei 330 nm, d.h. nur anhand der F^+ -Emission, von Al_2O_3 durchzuführen.

4.7 Zusammenfassung und Fazit zu den Messergebnissen

Die untersuchten Materialien zeigen in den Messungen von Abschnitt 4.1 eine um fast zwei Größenordnungen unterschiedliche Lichtausbeute, was zu erwarten ist. Weiter ist auch festzustellen, dass die verschiedenen Materialien auch unterschiedliche Abbildungseigenschaften aufweisen. Dies ist zum einen in Abbildung 4.1 anhand der Momente zusehen, aber auch in den Vergleichen der Strahlprofile mit den Referenzmethoden in Abschnitt 4.4. Das bedeutet, dass

der selbe Ionenstrahl auf den Materialien unterschiedlich abgebildet wird. Bei manchen Materialien konnte ein deutlicher Einfluss der Schirmtemperatur auf die Abbildungseigenschaften nachgewiesen werden. Auch die Spektren der Materialien unterschieden sich teilweise deutlich und können von der akkumulierten Fluenz und der Ionensorte abhängig sein. Im Folgenden werden die Abbildungseigenschaften der untersuchten Materialien zusammengefasst.

Die untersuchten Zirkonoxide Z70020A und Z700 zeigen ein sehr komplexes zeitliches Verhalten in der Abbildung des Ionenstrahls, wie in Abschnitt 4.1 und 4.4 diskutiert wurde. Zum Teil konnte das Verhalten von Zirkonoxid auf Temperatureffekte zurückgeführt werden (siehe Abschnitt 4.3). Die spektroskopischen Untersuchungen der Zirkonoxide erbrachten keinen offensichtlichen Hinweis zur Erklärung der Abbildungseigenschaften. Weiter zeigt Z70020A deutliche Unterschiede in den Spektren zwischen *Ca* und *U*-Ionen, wie in Abbildung 4.18 festzustellen ist.

Das Magnesium-dotierte Zirkonoxid Z507 zeigt sowohl bei den Messungen mit 4,8 MeV/u als auch bei 11,4 MeV/u ein zu breites Strahlprofil. Das zeitliche Abbildungsverhalten ist wesentlich einfacher als bei Z700 und Z70020A und ist fast ausschließlich auf einen Temperatureffekt zurückzuführen, wie in Abschnitt 4.3 deutlich wird.

Das Quarzglas *Herasil* zeigt zusammen mit Z700 darüber hinaus bei 4,8 MeV/u noch ein schwer zu erklärendes Ansprechverhalten, wie in Abbildung 4.8(b) versucht wurde darzustellen. Beide Materialien stimmen nicht mit den Referenzmethoden überein (siehe Abbildung 4.8(a) und 4.7(b)), zeigen jedoch sehr schmale Strahlprofile. Hieraus lässt sich festhalten, dass nicht zwangsläufig das schmalste Strahlprofil das „richtige“ sein muss.

Die Projektion von Al_2O_3 hat zu Beginn der Messung in Abbildung 4.7(a) (4,8 MeV/u *Ca*-Ionen) mit den Referenzmethoden übereingestimmt. Weiter zeigt Al_2O_3 auch eines der stabilsten und zeitliche unkompliziertesten Verhalten in den Messungen von Abschnitt 4.1 und 4.4.

Bei den Messungen mit 11,4 MeV/u *Ca*-Ionen hat keines der Materialien ein Strahlprofil gezeigt, das mit den Referenzmethoden in Deckung zu bringen war.

Da Al_2O_3 die vielversprechendsten Ergebnisse zur Profilmessung geliefert hat, wird das Abbildungsverhalten von Al_2O_3 genauer analysiert. Zu Beginn der Messung in Abbildung 4.7(a) (*Ca*, 4,8 MeV/u) war das Profil des Leuchtschirms mit den Referenzmethoden deckungsgleich. Der Einbruch der Projektion in der Mitte über die Messzeit kann teilweise durch das Spektrum des Leuchtflecks und die spektrale Sensitivität des Aufbaus erklärt werden. Durch einen leichten Unterschied zwischen den Emissionsspektren des Strahlflecks auf dem Leuchtschirm (siehe Abbildung 4.13(a), zweite Zeile) verursacht die Mitte des Leuchtflecks ein leicht schwächeres Signal auf dem CCD-Chip als der äußere Teil des Leuchtflecks. Dies kann zu einem Teil die Deformation des Strahlprofils erklären. Weiter ist eine Schädigung des Materials denkbar, die zu mehr nichtstrahlenden Übergängen führt.

Bei den Messungen mit *Ca* bei 11,4 MeV/u (Abbildung 4.9(b)) ist das Strahlprofil des ersten Makropulses bereits nicht mit den Referenzmethoden in Deckung zu bringen. Aus den dort diskutierten Gründen sind eine instantane Schädigung sowie ein Temperatureffekt unwahrscheinlich. Die spektroskopischen Untersuchungen ergaben, dass der geringe Unterschiede im

Spektrum des Leuchtflecks ebenfalls nicht die Messergebnisse erklären kann (Vergleich Abbildung 4.17(a)). Es muss für den Unterschied in den Abbildungseigenschaften von Al_2O_3 bei 4,8 und 11,4 MeV/u einen anderen Grund geben.

Die Spektren von Al_2O_3 sind in guter Übereinstimmung mit den Literaturergebnissen, zum Beispiel [49]. Daraus lässt sich schließen, dass die beobachteten Prozesse in Al_2O_3 bei den hier untersuchten Hochstrombedingungen ähnlich sind wie bei den Messungen aus der Literatur ([22], [45], [49]) für verschiedenste andere Bedingungen, zum Beispiel im Energiebereich von 1-3 MeV/u [50]. Die aus der Literatur gewonnenen Erkenntnisse können damit zu einer theoretischen Modellierung des Abbildungsverhaltens von Al_2O_3 genutzt werden. Eine erstaunliche Beobachtung ist im Nachleuchten von Al_2O_3 in Abbildung 4.17(b) festzustellen. Selbst 3,3 ms nach dem Makropuls ist noch eine deutliche F^+ -Emission messbar, trotz der Lebenszeit der F^+ -Emission von $\tau = 1,7$ ns. Eine Emission nach $2 \cdot 10^6 \tau$ ist auf eine lange Migration der Ladungsträger in Al_2O_3 zurückzuführen.

Die aus den spektroskopischen Messdaten berechneten Teilstrahlprofile zeigen, dass die F^+ -Emission zeitlich stabilere Abbildungseigenschaften aufweist als die F^0 -Emission. Diese Beobachtung stimmt mit den spektroskopischen Untersuchungen in sofern überein, dass keine Unterschiede zwischen innen und außen auf dem Leuchtfleck für die F^+ -Emission festgestellt wurden. Die Messergebnisse der Teilstrahlprofile könnten an den Eigenschaften des F^+ -Zentrums erklärt werden. Es ist deutlich kompakter als das F^0 -Zentrum, wodurch es weniger von Gitterstörungen oder anderen F-Zentren beeinflusst werden kann. Durch die kurze Lebenszeit des F^{+*} -Zustands wird die Wahrscheinlichkeit verringert, dass das Zentrum im angeregten Zustand gestört wird. Auch die Lage der Energieniveaus des F^+ -Zentrums sind günstiger als die Lagen der Niveaus des F^0 -Zentrums, wo es bei der Anregung zu einem Übergang des angeregten Elektrons in das Leitungsband kommen kann. Es wäre daher von großem Interesse weitere Experimente zur Profilmessung anhand der F^+ -Emission von Al_2O_3 bei etwa 330 nm durchzuführen und mit den Referenzmethoden Profilgitter und Backen-Scan zu vergleichen.

Im folgenden Kapitel wird ein Modell zur Erklärung der Messungen und zur Vorhersage der Abbildungseigenschaften von Al_2O_3 vorgestellt.

5 Modell für die Abbildung eines Ionenstrahls auf Aluminiumoxid

Für jede Art von Szintillationsdetektor ist es von Interesse, die *Antwort* (Response) des Detektors für verschiedene Arten von Teilchen und Teilchenenergien in mathematischer Form beschreiben zu können. Ein historischer Überblick über die Entwicklung solcher Modelle ist in [51] zu finden. Im Laufe einer langen Entwicklung ist es *Michaelian* et al. gelungen, die Lichtausbeute für einen Szintillator für **Einzelteilchen** vorhersagen zu können [51], [52], [53]. Das Modell von *Michaelian* et al. geht dabei von einer einfacheren radialen Dosisverteilung aus, als sie in Abschnitt 2.2 vorgestellt wurde. Die Annahmen von *Michaelian* et al. sind:

- Unterhalb eines Grenzwertes ist die Generierung von Ladungsträgern (Elektron-Loch Paa-re) proportional zur deponierten Energie im Volumenelement (Dosis), d.h. in diesem Bereich treten keine „quenching“-Effekte auf.
- Oberhalb eines materialspezifischen Dosisgrenzwertes dominieren die „quenching“-Effekte und die Anzahl der Ladungsträger bleibt konstant.
- Die Lichtausbeute ist proportional zu der Anzahl erzeugter Ladungsträger im Volumenelement.

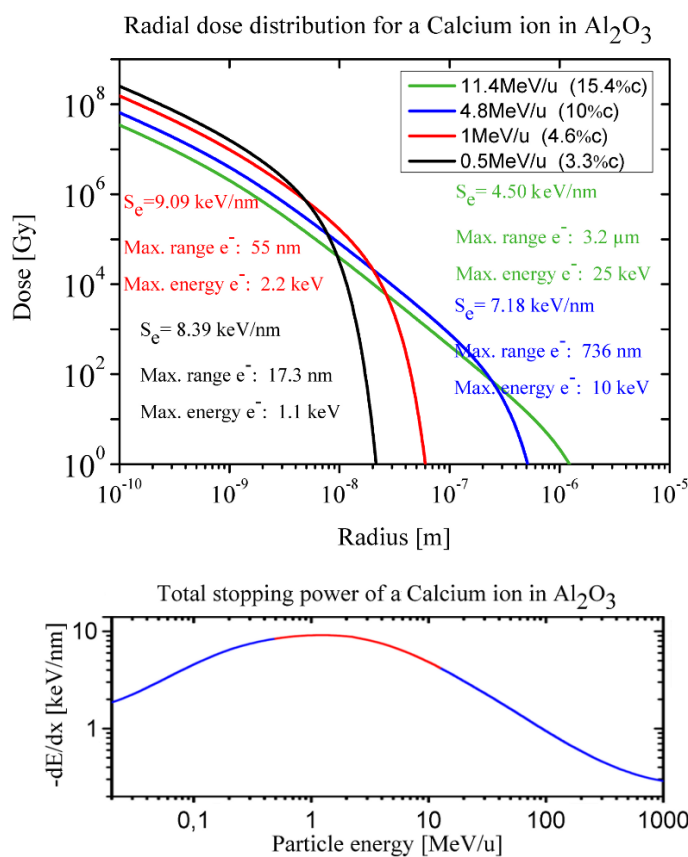
Diese Annahmen stellen Idealisierungen dar, und die dadurch entstehende Diskontinuität in der Lichtausbeute kann man sicherlich als unphysikalisch bezeichnen. Für eine genauere Diskussion sei auf [51] verwiesen. Nichts desto trotz gelang es *Michaelian* et al. mit diesen Annahmen, die Lichtausbeute von verschiedenen organischen und anorganischen Szintillatoren für verschiedene Ionensorten und Teilchenenergien vorherzusagen.

5.1 Der Übergang von Einzelteilchen zu einem Ionenstrahl

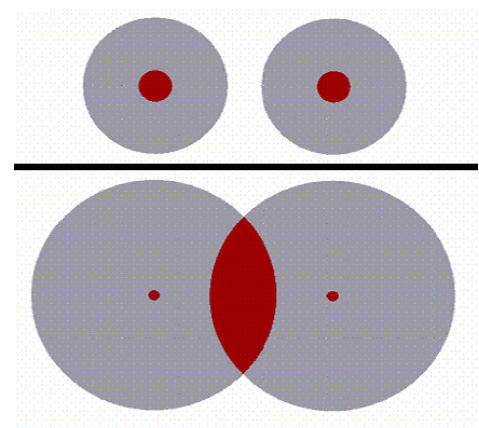
Für den Übergang von dem Einzelteilchenmodell von *Michaelian* et al. zu einem Modell für die Lichtausbeute eines Ionenstrahls muss man die Unterschiede zwischen den beiden Fällen herausarbeiten. Um allerdings verstehen zu können, wie sich zwei Ionenspuren beeinflussen, muss die Wirkung der Einzelspur bekannt sein, wobei die Wirkung hier primär durch die Dosis bestimmt wird. Wie schon im Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, ist die radiale Dosisverteilung unter anderem von der Teilchengeschwindigkeit abhängig. In Abbildung 5.1(a) sind im oberen Teil die Ergebnisse von Rechnungen zur radialen Dosisverteilung von *Ca*-Ionen in Al_2O_3 für verschiedene Energien dargestellt. Die Dosisverteilung für *Ca*-Ionen mit einer kinetischen Energie von 11,4 MeV/u ist in grün, mit 4,8 MeV/u in blau, 1 MeV/u in rot und 0,5 MeV/u in schwarz abgebildet. Trifft ein Ion mit 11,4 MeV/u auf den Al_2O_3 -Schirm verursacht es somit an der Oberfläche die in Abbildung 5.1(a) grün dargestellte Dosisverteilung radial zu seiner Spur.

Während der Passage durch das Material verliert das Ion Energie, wie schon in Abschnitt 2.1 diskutiert wurde. Dadurch ergibt sich im Laufe des Abbremsvorgangs der Energieverlust wie er in 5.1(a, unten) abgebildet ist. Die Flächen unter den Kurven der Dosisverteilungen sind auf diese Energie normiert. Der Energiebereich für die gezeigten Rechnungen der radialen Dosisverteilungen ist in rot dargestellt. Aus den Dosisverteilungen in 5.1(a, oben) kann man erkennen, dass mehr Energie näher an der Flugbahn des Ions deponiert wird, je langsamer das Ion wird und damit die Dosis dort steigt. Die maximalen Dosen für 11,4 und 0,5 MeV/u unterscheiden sich um etwa eine Größenordnung.

Ausgehend von dem Wissen über die Form der radialen Dosisverteilung kann man sich weiter vorstellen, wie sich die Spuren zweier Ionen des Ionenstrahls überlappen können. In Abbildung 5.1(b) wird versucht dies zu illustrieren. Oben in Abbildung 5.1(b) sind die Querschnitte zweier benachbarter Ionenspuren mit niedriger Teilchenenergie dargestellt. Der rote Kreis im Zentrum der Spur soll dabei den Radius einer beliebigen Dosis darstellen. Der Radius der Spur (grau) wird von der maximalen Reichweite der erzeugten δ -Elektronen im Material festgelegt. Unten in Abbildung 5.1(b) sind wieder die Querschnitte der beiden Spuren dargestellt, hier jedoch für höher Teilchenenergien. Je schneller das Ion ist, desto weiter wird die Bremsenergie in das Material hinein und somit weiter weg von der Flugbahn des Ions deponiert. Anhand der Grafik soll dargestellt werden, dass der Radius für einen Dosisgrenzwert (rote Kreise) für schnelle Teilchen kleiner ist als für den Fall oben mit langsameren Teilchen. Weiter ist aber auch festzustellen, dass bei gleichem Abstand der Ionenspuren es nun zu einer Überlappung der Spuren kommt (rot). Auf den Radius des Dosisgrenzwerts wird später im Zusammenhang mit Abbildung 5.3(b) noch genauer eingegangen.



(a) Oben: Radiale Dosisverteilungen nach Gleichung 2.4 von Ca -Ionen in Al_2O_3 mit Angaben zur Stopping-power (S_e), der maximalen Energie und der Reichweite der erzeugten δ -Elektronen, unten: Bremsvermögen von Kalziumionen in Al_2O_3 .



(b) Schematische Überlappung von Ionenspuren.

Abbildung 5.1.: Radiale Dosisverteilung und Überlapp von Ionenspuren.

Nach der Betrachtung der Möglichkeit einer Überlappung stellt sich nun die Frage nach den Vorgängen in diesem Bereich. Wie in Abschnitt 2.3.3 gezeigt wurde, existieren in Al_2O_3 verschiedene Arten von Farbzentren. Deren Verhalten gegenüber Ionenstrahlen ist Gegenstand aktueller Forschung, unter anderem von V. A. Skuratov (siehe [47], [50]). Eine Übersicht über die Entstehung und Umwandlung von Farbzentren in Al_2O_3 ist in [54] und [55] zu finden.

Da die spektrale Sensitivität der CCD-Kamera-Objektiv Kombination zur Profilmessung unterhalb 370 nm zu vernachlässigen ist (siehe Abschnitt 3.2.1), ist für die Modellierung vor allem die F^0 -Emission bei etwa 420 nm von Interesse. Die Lebensdauer des F^{0*} -Zustands wird mit 25 ms [46] angegeben (eine ältere Veröffentlichung gibt 36 ± 4 ms an [56]). Da der Ionenstrahl nur eine zeitliche Dauer von bis zu 5 ms hat, wird das zeitliche Verhalten der Emission im Modell vernachlässigt. Damit könnten alle dem F^{0*} -Zustand benachbarten Einschläge einen Einfluss auf diesen haben. Es wird davon ausgegangen, dass es eine bestimmte Zusammensetzung von Farbzentren im Material gibt, die sich in erster Näherung nicht verändert. Veränderungen durch die Bestrahlung werden nicht berücksichtigt. Das Modell gilt daher nur für kleine Fluenzen.

In dem entwickelten Modell wird ein Maximalwert für die „umsetzbare“ Dosis angenommen ($D_{ioma\max}$), wie sie schon von Michaelian et al. für Einzelteilchen vorgeschlagen wurde. Die Umsetzung der von den Ionen deponierten Dosis in Lumineszenz ist also proportional zu $\frac{Dosis}{D_{ioma\max}}$. Ist die deponierte Dosis in einem Volumenelement größer als die maximal umsetzbare Dosis steigt die Lichtausbeute des Elements nicht mehr weiter an, sondern behält den Wert für den maximalen Umsatz bei.

Eine denkbare Auswirkung von zwei räumlich und zeitlich nahen Einschlägen von Ionen ist in Abbildung 5.2 in 6 Schritten dargestellt. Zeitlich nah bedeutet hier, dass die Zeitdifferenz der beiden Einschläge kurz gegenüber der Lebenszeit des angeregten Zustands ist. Aufgrund der besseren Darstellbarkeit wurden zur Erklärung des Vorgangs in Abbildung 5.2 F^+ -Zentren verwendet.

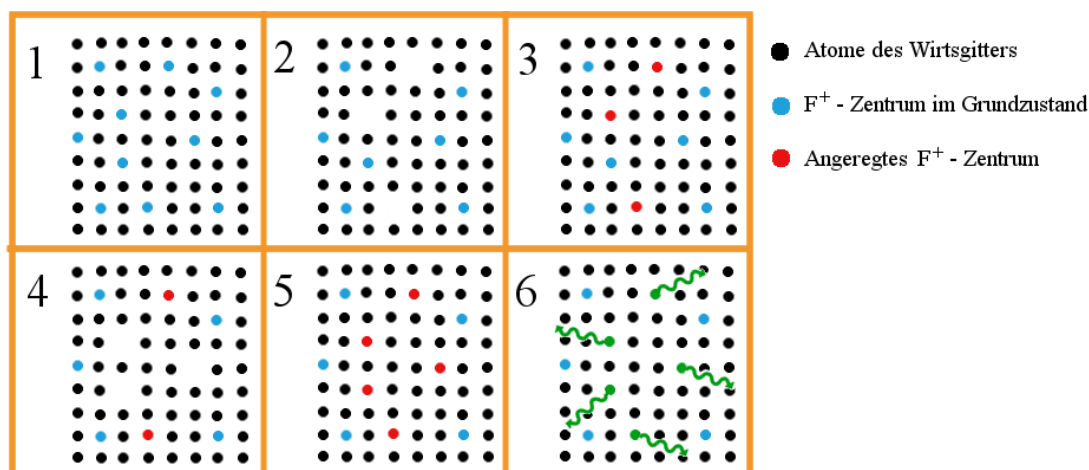


Abbildung 5.2.: Modell für das Löschen der deponierten Energie im Überlappungsbereich von Ionenspuren, siehe Text.

1. Es gibt eine bestimmte Anzahl von nicht angeregten, einfach besetzten Farbzentren (F^+), hier in blau dargestellt, die schon vor der Bestrahlung in dem Material vorhanden sind.
2. Durch das erste Ion wird gemäß dem Verhältnis $\frac{Dosis}{D_{ioma\max}}$ ein bestimmter Anteil (hier 30%) der F^+ -Zentren ionisiert. Hieraus ergeben sich Leerstellen.

3. In die zuvor „geleerten“ Sauerstofffehlstellen fällt wieder ein Elektron und es entsteht ein angeregtes F^{+*} -Zentrum [47].
4. Durch einen erneuten Ioneneinschlag, innerhalb der Lebenszeit des angeregten Zustands, wird wieder ein Anteil (angenommen wieder 30%) aller Zentren ionisiert. Unter diesen 30% sind auch dieses mal 30% der angeregten Zentren des ersten Einschlags betroffen, daher werden 30% der möglichen Lichtemission des ersten Einschlags „gelöscht“.
5. Die leeren Fehlstellen fangen sich wieder ein Elektron ein und sind dann wiederum angeregt.
6. Es geht von 5 Zentren eine Emission aus. Die fehlende Energie des ersten Einschlags ist 30%.

Der in Abbildung 5.2 dargestellte Ablauf gilt auch für das F^0 -Zentrum, bei dem ebenfalls ein Elektron wieder ausgeschlagen werden kann. In Abschnitt 2.3.2 wurde der Vorgang der Szintillation in fünf Schritte unterteilt (siehe Abbildung 2.5). Die Auswirkung der Überlappung kann jedoch alle Schritte, von der primären Anregung bis zur Lichtemission, betreffen und ist nicht ausschließlich auf den letzten Schritt die Lichtemission beschränkt. Somit ist der zu berücksichtigende Zeitraum nicht alleine die Lebensdauer des angeregten Zustands. Dies wird anhand des Nachleuchtens in Abbildung 4.17(b) deutlich. Dort ist selbst die schnelle F^+ -Emission noch ms nach dem Makropuls sichtbar. Sollte während der Lokalisierung (Schritt.3 in Abbildung 2.5) der Ladungsträger oder der Migration (Schritt.4) ein zweites Ion einschlagen, können die bereits zur unteren Bandkante thermalisierten Elektronen wieder Energie aufnehmen und wären dann Teil des Emissionsprozesses des zweiten Ions. Da bei der Überlappung von Ionenspuren viele Prozesse denkbar sind, zum Beispiel Wechselwirkungen der Elektronen (Auger-Prozesse) oder die Reionisation von angeregten F-Zentren, muss ein Modell genereller formuliert werden. Der vorgestellte Löschvorgang in Abbildung 5.2 wird beibehalten, aber ist nicht länger nur auf die Reionisation von F-Zentren bezogen.

1. In einem Volumenelement wird die Dosis D_1 deponiert, die nicht größer sein kann als $D_{i\max}$. Diese Energie könnte in Licht umgesetzt werden, wenn es nicht zur Überlappung kommt.
2. Kommt es zu einer Überlappung in dem Volumenelement, wird ein Teil der Dosis D_1 des ersten Einschlags durch die Dosis D_n des n-ten Einschlags gelöscht, wobei $D_{1,\text{lösch}} = \sum_n D_1 \cdot \frac{D_n}{D_{i\max}}$.

Bei der hier entwickelten Vorstellung über die möglichen Vorgänge bei der Überlappung von Ionenspuren hängt das Verhältnis zwischen der Lichtausbeute und der deponierten Energie maßgeblich von folgenden Parametern ab:

- Flächenbelegung $\frac{I_{\text{onen}}}{\text{cm}^2}$ des Makropulses.
- Teilchenenergie, da diese die Geschwindigkeitsverteilung der δ -Elektronen beeinflusst. Je schneller das Ion ist, desto früher tritt ein Überlapp auf.
- Dem Dosisgrenzwert des Materials, der maximal umgesetzt werden kann ($D_{i\max}$). Je kleiner $D_{i\max}$ gewählt wird, um so größer wird der Radius in dem maximal gelöscht wird.

5.2 Umsetzung der Modellvorstellung in ein Programm zur Berechnung der Lichtausbeute

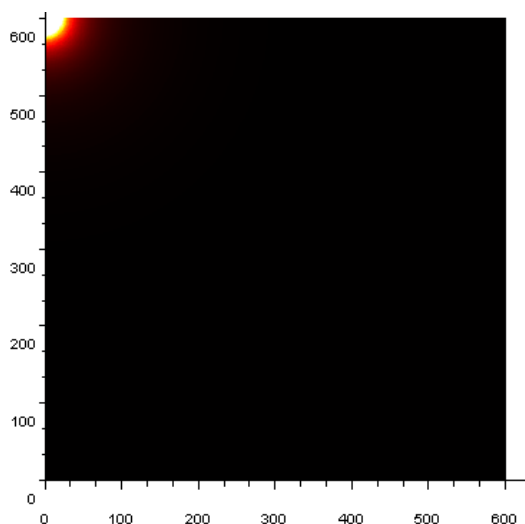
Um die Antwort des Al_2O_3 -Leuchtschirms auf einen Ionenstrahl berechnen zu können, müssen folgende Punkte berücksichtigt werden:

- Flächenbelegung: Für jeden Punkt der Strahlintensität muss die Überlappung und die daraus resultierende Löschung separat berechnet werden, da die Flächenbelegung unterschiedlich ist.
- Tiefe: Für jede Tiefe muss eine Berechnung wie in Punkt 1 mit der dortigen Teilchenenergie durchgeführt werden
- Absorption: Das Lichtsignal aus einer bestimmten Tiefe wird mit der Extinktion gewichtet, in der auch die Streuung des Lichts berücksichtigt ist.
- Deponierte Energie: Die deponierte Bremsenergie wird um den Teil reduziert, der durch den „cut off“ bei zum Beispiel 650 Gy nicht strahlend rekombiniert. Mit der verbleibenden Energie wird das Signal aus der jeweiligen Tiefe gewichtet.

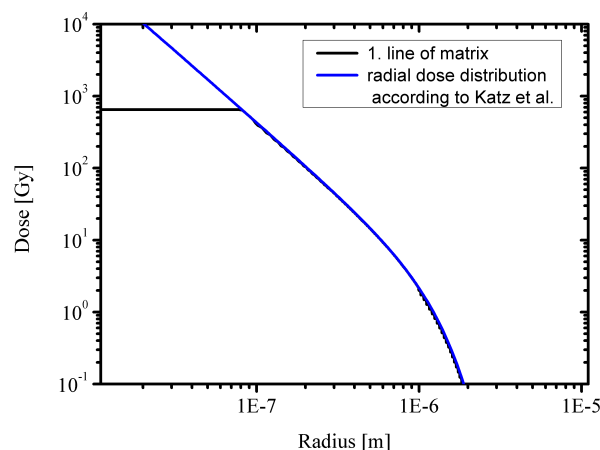
Der Anteil der verbleibenden Energie nach der Überlagerung mit allen beteiligten Ionenspurten, wird für jeden Punkt in der Intensitätsverteilung des Ionenstrahls und für die jeweilige Teilchenenergie (Tiefe) separat berechnet. Die Berechnung des Löschvorgangs wird für eine Ionenspur ausgeführt, die dann von der jeweiligen Flächenbelegung umgeben ist, die die Intensitätsverteilung vorgibt. Abbildung 5.3(a) zeigt die Matrix für die Berechnung dieser Ionenspur. Um die Rotationssymmetrie auszunutzen, wird nur 1/4 der Spur berechnet. Die Kantenlänge der Matrix repräsentiert den Radius der Dosisverteilung in dem 99,9% der Bremsenergie des Ions deponiert werden ($2\text{ }\mu\text{m}$ bei 11,4 MeV/u Ca-Ionen in Al_2O_3). Die Berechnung einer Matrix mit der Kantenlänge des maximalen Radius von $3,2\text{ }\mu\text{m}$ würde bei gleicher Auflösung (Kantenlänge eines Pixels) mehr als doppelt so lange dauern und die Genauigkeit der Berechnung nur marginal erhöhen. In Abbildung 5.3(b) ist in schwarz die Dosis der ersten Zeile der Matrix dargestellt. Man erkennt deutlich den anfangs waagerechten Verlauf auf Höhe von $D_{i\text{max}}$, welche der einzige Fit-Parameter des Models ist. In blau ist die radiale Dosisverteilung für 11,4 MeV Ionen nach Katz dargestellt. Unterhalb der Dosis $D_{i\text{max}}$ folgen die Einträge in der Matrix dieser Verteilung. Je niedriger dieser Grenzwert gesetzt wird, um so früher kommt es zum maximalen Löschvorgang. Dieser Zusammenhang wird deutlich, wenn man sich anhand von Abbildung 5.3(b) vorstellt, dass $D_{i\text{max}}$ verkleinert wird. Dadurch steigt der Radius, in dem die Dosis maximal ist. Dies wiederum führt zu einer Vergrößerung des Radius, in dem der Löschvorgang $D_{\text{lösch}} = D_1 \cdot \frac{D_n}{D_{i\text{max}}}$ maximal ist.

Um nun die Auswirkung der benachbarten Ionenspuren auf diesen ersten Einschlag zu berechnen, müssten theoretisch alle Ionen berücksichtigt werden, die in einem Abstand von der maximalen Reichweite der δ -Elektronen einschlagen. Diese Berechnung ist jedoch durch die Anzahl der zu berücksichtigenden Ionen (weit über 2000) wesentlich zu zeitintensiv. Deshalb wurde iterativ die benötigte Anzahl und Position der Einschläge bestimmt, wobei die Abweichung des Ergebnisses der Berechnung, bezogen auf die maximale Anzahl von Ionen, kleiner ist als 0,1%.

Abbildung 5.4(a) zeigt 111 Einschläge, wobei der zu berechnende Bereich, der in Abbildung 5.3(a) gezeigt ist, hier grün umrandet ist (Kantenlänge der gesamten Matrix $6\text{ }\mu\text{m}$). Analytisch



(a) Matrix mit zentralem Einschlag.

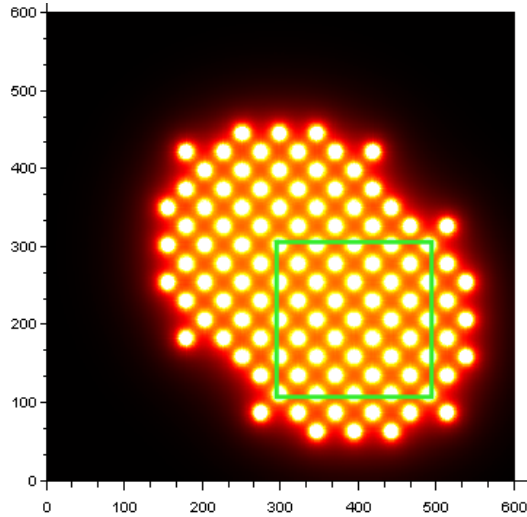


(b) Erste Zeile der Matrix verglichen mit der theoretischen Dosisverteilung.

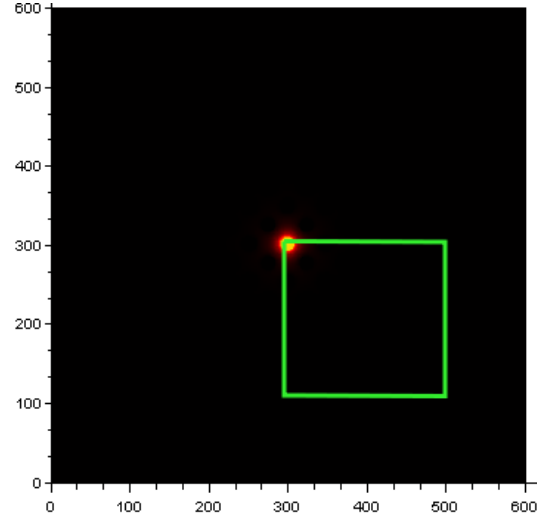
Abbildung 5.3.: Radiale Dosisverteilung in der Matrix.

exakt wäre es, nun alle Nachbareinschläge, die zu einer Dosis in dem grün umrandeten Bereich beitragen könnten, zu berücksichtigen, was aus Gründen der Rechenzeit nicht möglich ist. Der Abstand der Einschläge zueinander wird für jeden Punkt der Intensitätsverteilung des Ionenstrahls neu bestimmt. Später in diesem Abschnitt werden noch Rechnungen gezeigt, die den Einfluss der Anzahl der Einschläge verdeutlichen. Alle in Abbildung 5.4(a) gezeigten Ionen Spuren deponieren in einem Matrixelement, entsprechend der radialen Dosisverteilung, eine bestimmte Dosis und löschen damit einen Teil der Energie des ersten Einschlags. In Abbildung 5.4(b) ist nur dieser erste Einschlag gezeigt nach der Berücksichtigung aller Löschvorgänge. Das Verhältnis der Energie, die nach den Löschvorgängen übrig geblieben ist, zu der Anfangs deponierten Energie (Abbildung 5.3(a)), wird nun für jeden Punkt der Intensitätsverteilung und weiter auch für jede Tiefe die entsprechende „Antwort“ des Leuchtschirms bestimmt.

Um die jeweilige Antwort aus den unterschiedlichen Tiefen mit einer Lambert-Beer-Extinktion wichten zu können, muss die Transmission von Al_2O_3 bekannt sein. In Abbildung 5.5(a) ist die Transmissionsmessung für eine 0,5 mm dicke Probe von Al_2O_3 gezeigt. Die Messung wurde in der Gruppe der Materialforschung an der GSI durchgeführt mit einem *Pye UNICAM UV4* Spektrometer. Die Streuung des Lichts im Material ist in dem Messergebnis enthalten. Man sieht, dass bei 300 nm die Transmission weniger als 0,5% beträgt. Aus diesen Messungen lässt sich auch schließen, dass selbst für eine 0,5 mm dicke Probe eine Reflexion des Szintillationslichts von der Rückseite der Probe vernachlässigt werden könnte. Dadurch sind mögliche Abbildungsfehler durch einer Reflexion auszuschließen. Weiter ergibt sich auch für das in dem Leuchtschirm erzeugte Szintillationslicht eine deutlich verringerte Transmission an die Oberfläche. In Abbildung 5.5(b) ist die Transmission des Lichts für 330, 420 und 650 nm als Funktion der Tiefe des Entstehungsortes aufgetragen; die Tiefe von etwa 70 μm entspricht der Eindringtiefe von Ca -Ionen mit 11,4 MeV/u in Al_2O_3 . Für eine Eindringtiefe von etwa 68 μm ist die Transmission an die Oberfläche des Leuchtschirm bei 330 nm weniger als 40%. Die gemessene Extinktion für 420 nm ist in den Modellrechnungen berücksichtigt.



(a) Darstellung der zu berücksichtigenden Einschläge (111) für die Berechnung des in grün umrahmten Bereichs.



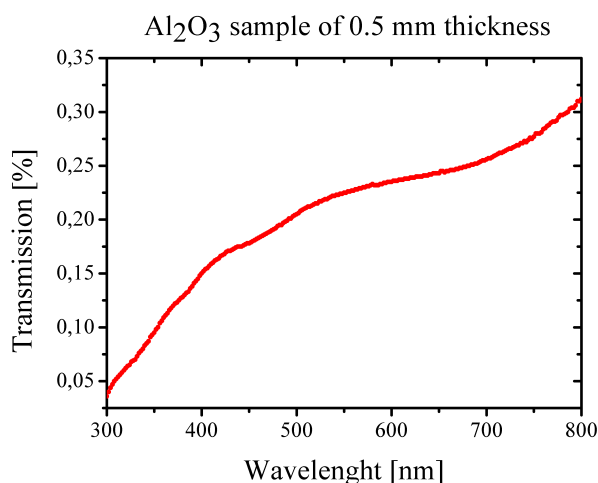
(b) Zentraler Einschlag, der grün umrahmte Bereich entspricht Abbildung 5.3(a).

Abbildung 5.4.: Für die Berechnung der Überlappung zu berücksichtigende Einschläge.

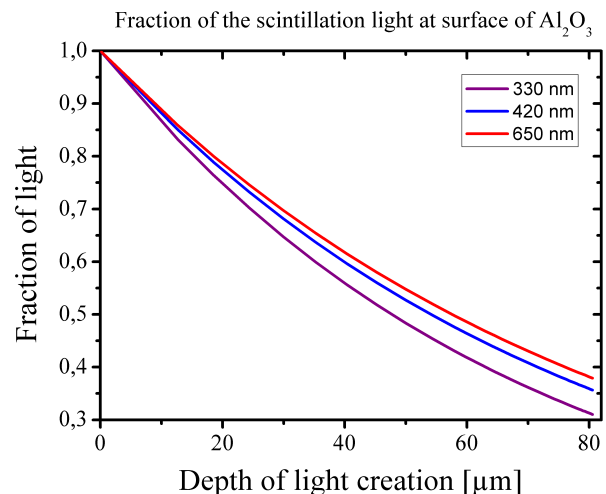
In Abbildung 5.6(a) ist in Schwarz die Intensitätsverteilung eines gaußförmigen Ionenstrahl über den Radius dargestellt. Für jeden Punkt der Verteilung wird nun die oben diskutierte Berechnung zur verbleibenden Energie in den unterschiedlichen Tiefen durchgeführt. Um den weiter oben bereits erwähnten Einfluss der Anzahl der berücksichtigten Einschläge auf die berechnete Antwort des Leuchtschirms zu verdeutlichen, ist in Abbildung 5.6(a) die Anzahl der Einschläge von 111 auf 224 erhöht worden. Die Größe der Matrix mit der Kantenlänge n , welche ebenfalls die Genauigkeit der Berechnung beeinflusst, ist dabei für die Kurven in blau, rot und cyan mit $n = 600$ konstant. Für die in lila dargestellt Kurve ist die Auflösung auf $n = 800$ erhöht worden. An den nahezu deckungsgleichen Kurven ist zu erkennen, dass sowohl eine Erhöhung der Anzahl der berücksichtigten Ionen als auch eine Verbesserung der Auflösung der Matrix keinen signifikanten Einfluss auf die berechnete Antwort des Leuchtschirms hat, wohingegen die Rechenzeit dramatisch ansteigt.

Der einzige Fit-Parameter des hier entwickelten Modells ist die maximal umsetzbare Dosis $D_{i\text{omax}}$. In Abbildung 5.6(b) ist das Ionisationsmaximum zwischen 3000 und 200 Gy variiert worden. Je höher dieser Grenzwert gesetzt wird, um so weiter verschiebt sich eine Reduzierung der Lichtausbeute in Richtung höherer Flächenbelegungen. Dieser Zusammenhang erklärt sich aus dem weiter oben diskutierten Löschverhalten. Je kleiner $D_{i\text{omax}}$ ist um so früher führt die Überlappung zum maximalen Löschvorgang $D_{\text{lösch}} = D_1 \cdot \frac{D_2}{D_{i\text{omax}}}$, weil $D_2 = D_{i\text{omax}}$ ist.

Um das Abbildungsverhalten von Al_2O_3 zu erklären ist in Abbildung 5.7 die Antwort auf die in schwarz dargestellte Intensitätsverteilung eines gaußförmigen Ionenstrahls mit $5 \cdot 10^{10}$ ppp für Ca-Ionen mit 4,8 in cyan und 11,4 MeV/u in rot dargestellt. Das Ionisationsmaximum liegt bei 400 Gy. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Antwort für 4,8 MeV/u deutlich weniger deformiert ist als die Antwort für 11,4 MeV/u. Der Unterschied wird maßgeblich von der Teilchengeschwin-

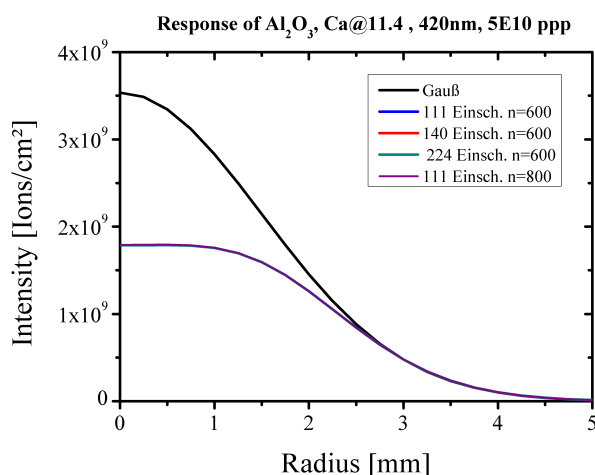


(a) Transmissionsmessung einer 0,5 mm dicken Al_2O_3 -Probe.

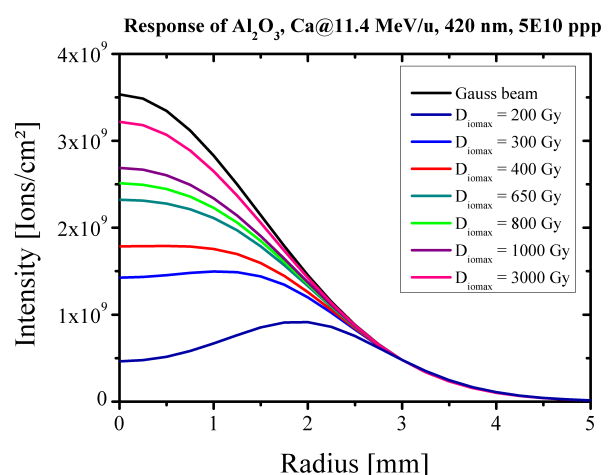


(b) Lichttransport zur Oberfläche in Al_2O_3 .

Abbildung 5.5.: Transmission von Al_2O_3 und Lichttransport zur Oberfläche.



(a) Variation der Anzahl der berücksichtigten Einschläge.



(b) Ergebnisse der Modellrechnung mit verschiedenen Werten für D_{10max} .

Abbildung 5.6.: Ergebnisse von Modellrechnungen mit verschiedenen Randbedingungen.

digkeit und der daraus resultierenden radialen Dosisverteilung bestimmt. Dies verdeutlicht auch der Unterschied des in blau dargestellten Signals von der Oberfläche des Leuchtschirms bei 11,4 MeV/u zu dem Summensignal in rot, bei dem die komplette Tiefe berücksichtigt ist. Das Signal der Oberfläche des Leuchtschirms ist mehr deformiert als das Summensignal von 11,4 MeV/u, weil die Ionen an der Oberfläche die maximale Geschwindigkeit haben und somit die am weitesten ausgedehnte Dosisverteilung.

Sollten die Annahmen zu den möglichen Ereignissen im Überlappungsbereich der Ionenspuren zutreffen, sowie die, welche die Lumineszenz betreffen, hängt die Aussage der Modellrechnungen nur noch von der Validität der radialen Dosisverteilung ab. Die Messergebnisse aus Abschnitt 4.4.2 ließen sich somit alleine auf den Geschwindigkeitsunterschied der Ionen zu-

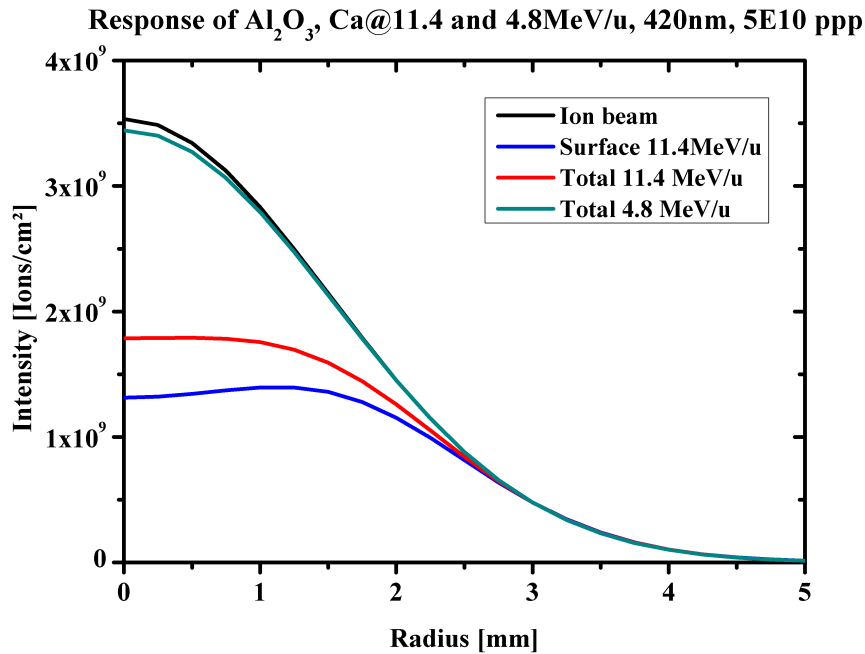


Abbildung 5.7.: Ergebnis der Modellrechnung für $D_{i\max} = 400$ Gy.

rückführen. Aus den für die Rechnung in Abbildung 5.7 verwendeten $D_{i\max}$ lässt sich jedoch nicht auf das wirkliche Ionisationsmaximum von Al_2O_3 schließen, da die Intensitätsverteilung der Messung in Abbildung 4.9(b) nicht exakt feststellbar ist. Man kann jedoch anhand des Vergleichs der Leuchtflecke in Abbildung 4.12(b) durchaus eine Ähnlichkeit in den Verteilungen feststellen. Hierbei ist zwar die Teilchenzahl bei 11,4 MeV/u nur etwa halb so groß wie bei 4,8 MeV/u, dafür ist der Leuchtfleck bei 11,4 MeV/u aber auch deutlich kleiner, woraus sich eine ähnliche Flächenbelegung für beide Leuchtflecke ableiten lässt. Hier sind weitere Messungen mit definierter Intensitätsverteilung nötig, um das Modell zu verifizieren.

Der Einsatzbereich von Al_2O_3 hängt von der Anregungsdichte ab (Teilchenfluss, Teilchenenergie, Teilchenart). Je niedriger die Teilchenenergie ist, desto höher kann der Flux sein.

5.3 Rekonstruktion von Bilddaten

Die durch das Modell gewonnenen Information über das Abbildungsverhalten des Al_2O_3 -Leuchtschirms kann dazu verwendet werden, die durch das Löschen verloren gegangene Information zu rekonstruieren. Da keine 2-dimensionale Referenzmethode zur Verfügung steht, kann anhand der 1-dimensionalen Methoden wie Profilgitter und der Backen-Scan-Methode die Rekonstruktion der Bilddaten überprüft werden. Wie sich aus Abbildung 5.7 schließen lässt, könnte man ein Bild rekonstruieren, wenn die Intensitätsverteilung und das $D_{i\text{omax}}$ des Materials bekannt sind. Bei einer „gutmütigen“ Intensitätsverteilung des Ionenstrahls, bei der es ein deutliches Maximum gibt und die stetig nach außen abfällt, kann man jedoch versuchen ein fiktives $D_{i\text{omax}}$ zu bestimmen.

Für die Rekonstruktion der Bilddaten muss ein Korrekturvektor bestimmt werden, der für jeden Pixelwert des Bildes einen Korrekturfaktor enthält. Zur Bestimmung der Einträge des Korrekturvektors wird für eine linear ansteigende Intensität und ein bestimmtes $D_{i\text{omax}}$ die Antwort des Materials mit dem Modell berechnet und daraus der Korrekturfaktor abgeleitet. Mithilfe dieses Korrekturvektors wird jedes Pixel mit einer Zahl multipliziert.

Ein mögliches Ergebnis ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Dabei handelt es sich um die Bilddaten von Abbildung 4.9(b) Ca bei 11,4 MeV/u. In schwarz ist das Referenzprofil zu sehen, in rot die Projektion des Leuchtflecks aus dem nicht rekonstruierten Bild und in blau das Profil, das aus dem rekonstruierten Bild berechnet wurde. Dabei wurde von dem Programm für verschieden Werte von $D_{i\text{omax}}$ ein Korrekturvektor berechnet, damit das Bild multipliziert und aus dem korrigierten Bild berechnete Profil mit dem Referenzprofil verglichen. Das Ergebnis mit der kleinsten quadratische Abweichung ist hier dargestellt.

Natürlich ist die Möglichkeit der Rekonstruktion des 1-dimensionalen Strahlprofils nur eine notwendige aber keine hinreichende Bedingung für die Gültigkeit des Modells. Sowohl die Intensitätsverteilung ist unbekannt als auch $D_{i\text{omax}}$.

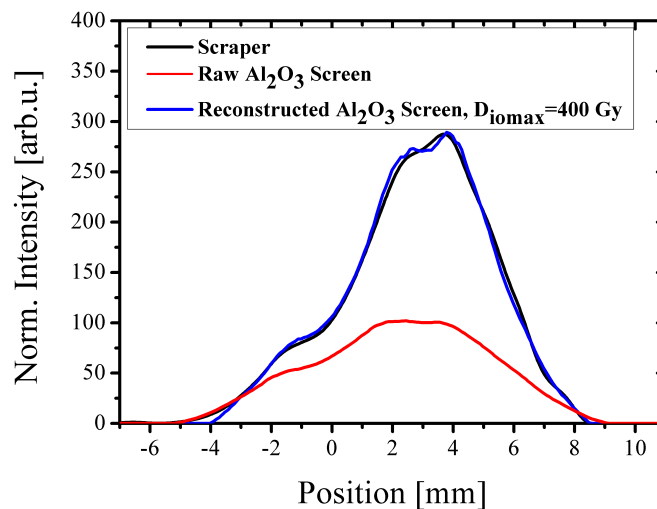


Abbildung 5.8.: Rekonstruktion der Bilddaten aus Abbildung 4.9(b) anhand der Modellrechnungen.

6 Ausblick

Die in Abschnitt 4.7 zusammengefassten Erkenntnisse aus den Messungen legen den Schluss nahe, dass von den untersuchten Materialien Al_2O_3 das am besten geeignete Material für die Strahlprofilmessung ist. Weiter wurde gezeigt, dass es einen Unterschied in der Abbildung des Ionenstrahls für die verschiedenen Emissionen der Farbzentren geben kann. Basierend auf diesen Ergebnissen entstand das Interesse, Profilmessungen für die Wellenlängenbereiche um 330 und 420 nm durchzuführen und mit den Referenzmethoden zu vergleichen.

Da das in Kapitel 5 vorgestellte Modell für die Abbildung des Ionenstrahls auf Al_2O_3 Vorhersagen ermöglicht, gilt es diese im Experiment zu überprüfen. Im folgenden Abschnitt wird ein zukünftiges Experiment zur Bestimmung des Fitparameters $D_{i_{\max}}$ vorgestellt.

6.1 Versuch zur Bestimmung der maximal umsetzbaren Dosis

Das in Kapitel 5 vorgestellte Modell zu der Abbildung eines Ionenstrahls auf einem Al_2O_3 -Leuchtschirm basiert auf der Annahme, dass es eine maximale Dosis gibt ($D_{i_{\max}}$), die in einem Volumenelement pro Zeiteinheit in Elektron-Loch Paare umgesetzt werden kann, bevor es zu „quenching“-Effekten kommt. Es wurden verschiedene Ergebnisse von Modellrechnungen vorgestellt, in denen der Parameter $D_{i_{\max}}$ variiert wurde um die Auswirkung auf das Ergebnis der Rechnung zu verdeutlichen. Weiter wurde gezeigt, dass das Modell in der Lage ist die experimentellen Befunde für die Messungen des Strahlprofils oberhalb von 400 nm zu erklären. Die Kenntnis dieses einen Parameters würden es, auf der Basis des gegenwärtigen Erkenntnisstands, erlauben, die Abbildungseigenschaften eines Al_2O_3 -Leuchtschirms vorhersagen zu können und damit seinen Einsatz bei quantitativen Messungen ermöglichen.

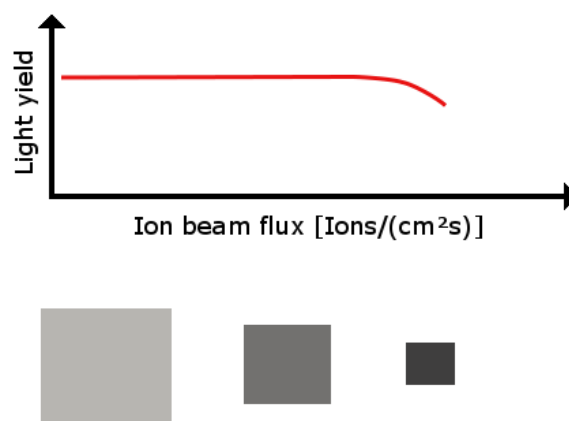


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung des Experimentablaufs zur Bestimmung von $D_{i_{\max}}$, siehe Text.

Um den Parameter $D_{i_{\max}}$ für Al_2O_3 bestimmen zu können, wird ein Ionenstrahl mit bekannter Intensitätsverteilung benötigt um eindeutig die Vorhersage des Modells mit den Messergebnissen vergleichen zu können. Aufgrund der komplizierten Intensitätsverteilungen der Ionenstrahlen am Strahlzweig X2 war eine Bestimmung von $D_{i_{\max}}$ im Rahmen dieser Arbeit dort nicht möglich. Generell ist die Erzeugung eines gaußförmigen Ionenstrahls experimentell schwierig umzusetzen. Einfacher ist es dagegen, eine homogene Intensitätsverteilung zu erzeugen.

In Abbildung 6.1 ist schematisch der Versuchsablauf zur Bestimmung von $D_{i\max}$ dargestellt. Bei gleich bleibender Makropulslänge, einer homogenen Intensitätsverteilung des Ionenstrahls (symbolisiert durch graue Kästchen) und bekannter Teilchenzahl im Puls, wird der Ionenstrahl so lange fokussiert bis die Lichtausbeute einbricht. Ist dieser Punkt erreicht wird in dem Modell das $D_{i\max}$ bestimmt, bei dem es zu einem ersten Einbrechen der Intensität kommt. Nun sollte es möglich sein für jede weitere Fokussierung die Lichtausbeute vorher zusagen. Weiter kann in diesem Experimentaufbau auch die Zeitabhängigkeit des Modells über die Variation der Puls-länge untersucht werden.

Durch die akkumulierte Fluenz im Experiment darf es nicht zu Materialveränderungen kommen, welche die Abbildungseigenschaften merklich verändern. Das heißt, dass im Bereich der akkumulierten Fluenz keine Veränderung der Lichtausbeute, im Bereich der Messfehler, erkennbar sein darf. Es gibt viel versprechende Ansätze um strahlungsinduzierte Schäden durch Aufheizen zu minimieren [57], [58]. Dies könnte es ermöglichen die Einsatzdauer von Al_2O_3 -Leuchtschirmen zu verlängern.

Nach [59] ist für die Erzeugung eines Elektron-Loch Paares etwa die dreifache Energie der Bandlücke nötig. Damit lässt sich die Anzahl der Elektron-Loch Paare abschätzen, die nach der Vorstellung von *Michaelian* et al. maximal erzeugt werden können, bevor „quenching“-Effekte eintreten:

$$\frac{D_{i\max} \cdot \rho_{Al_2O_3}}{3 \cdot E_{gap_{Al_2O_3}}} = \frac{e - h \text{ Paare}}{cm^3} \quad (6.1)$$

Sollte sich die Modellvorstellung für Al_2O_3 im Experiment bestätigen lassen, wäre sein Einsatz in quantitativen Messungen, wie der Pepperpot-Emittanzmessung, möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] Homepage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung
<http://www.gsi.de/portrait>
- [2] GUTBROD, H.H. (Editor) :
FAIR Baseline Technical Report
GSI, Darmstadt (September 2006)
<http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>
- [3] FORCK, P. :
Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics.
GSI Darmstadt, 2010
<http://www-bd.gsi.de/index.php?cmd=publications>
- [4] LEO, W. R. :
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Second Revised Edition) Springer
Verlag, 1994
- [5] KRAMMER, M. :
Unterlagen zur Vorlesung: Wechselwirkung von Teilchen/Strahlung mit Materie
Institut für Hochenergiephysik (HEPHY) (2009) <http://www.hephy.at>
- [6] LAMPKIN, A. H. :
Private Mitteilung von Alex H. Lumpkin, Fermilab
- [7] GRÜNER, F. ; BELL, F. ; ASSMANN, W. ; SCHUBERT, M. :
Integrated Approach to the Electronic Interaction of Swift Heavy Ions with Solids and Gases.
Physiscal Review Letters, Vol. 93 Nr.21 (2004)
- [8] NAKAMURA, K. et al. :
Particle Physics Booklet.
Cern 2010
<http://pdg.lbl.gov>
- [9] ZIEGLER, J. F. ; BIRSACK, J. P.; ZIEGLER, M. D. :
SRIM- The Stopping and Rang of Ions in Matter
SRIM Co., Chester, Maryland, U.S.A, 2008
www.srim.org
- [10] VON SMEKAL, L. :
Vorlesungsskript: Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie 2
Universität Erlangen
- [11] MUSTAFIN, E. et al. :
Measurement of the energy deposition profile for 238U ions with specific energy 500 and
950 MeV/u in stainless steel and copper targets

Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 263 (2007), 339–344

- [12] KATZ, R. ; CUCIANOTTA, F. A. ; ZHANG, C. X. ; SOEHN, M. :
The calculation of radial dose from heavy ions; predictions of biological action cross sections.
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 107 (1996), 287-291
- [13] GLEDHILLT, J. A. :
The range-energy relation for 0.1-600 keV electrons
J. Phys. A: Math., Nucl. Gen., Vol. 6, September 1973
- [14] SKUPINSKI, M. :
Leihgabe von Marek Skupinski
Universität Uppsala
- [15] LECOQ, P. ; ANNENKOV, A. ; GEKTI, A. ; KORZHIK, M. ; PEDRINI, C. :
Inorganic Scintillators for Detector Systems
Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2008
- [16] BLASSE, G. ; GRABMAIER, B. C. :
Luminescent Materials
Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1994
- [17] ZIMMERMANN, J. :
Vorlesungsskript: Grundlagen der Lumineszenz.
TU Darmstadt (SS 2008)
- [18] VASILIEV, A. :
Relaxation of hot electron excitation in scintillators: account for scattering, track effects, complicated electronic structure.
Proc. of Fifth Int. Conf. on Inorganic Scintillators and Their Applications, SCINT99 (pp. 43-52, 2000)
Moscow State University, Moscow
- [19] KASSINGER, R. (Herausgeber) :
Bergmann - Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band6, Festkörperphysik, (2. Auflage)
Walter de Gruyter, 2005
- [20] TOWNSEND, P. D. ; KHANLARY, M. ; HOLE, D. E. :
Information obtained from ion beam luminescence
Surface & Coating Technology, 201 (2007), 8160-8164
- [21] EVANS, B. D. :
A review of the optical properties of anion lattice vacancies, and electrical conduction in $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$: their relation to radiation-induced electrical degradation.
Journal of Nuclear Materials 219 (1995) 202-223

-
- [22] TOWNSEND, P. D. ; CHANDLER, P. J. ; ZHANG, L. :
Optical Effects of Ion Implantation
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, 1994, transferred to digital printing 2004)
- [23] ATKINS, P. W. :
Physical Chemistry.
Wiley-VCH, Weinheim (4. Auflage, 1990)
- [24] LANGE, C. B. ; PUCKER, N. :
Mathematische Methoden in der Physik , 2.Auflage
Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1998
- [25] Homepage von Wolfram Research
<http://mathworld.wolfram.com>
- [26] ZECH, G. :
Vorlesungsskript: Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker
Universität Siegen, 2004
- [27] HOFFMANN , T. et al. :
Emittance measurements of high current heavy ion beams using a single shot pepperpot
system Proceedings Beam Instrum. Workshop 2000
- [28] HEINSIUS, F.-H. et al. :
Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)
GSI, 2008
<http://www-panda.gsi.de/>
- [29] TRACHENKO, K. :
Understanding resistance to amorphization by radiation damage.
Journal of Physics: Condens. Matter, 16 (2004) R1491-R1515
- [30] THOMÉ, L. ; JAGIELSKI, J. ; NOWICKI, L. ; TUROS, A. ; GENTILS, A. ; GARRIDO, F. :
Radiation stability of ceramics: Test case of zirconia and spinel
Vacuum, 81 (2007), 1264-1270
- [31] ITOH, N. ; DUFFY, D. M. ; KHAKSHOURI, S. ; STONEHAM, A.M. :
Making tracks: electronic excitation roles in forming swift heavy ion tracks
Journal of Physics: Condens. Matter, 21 (2009) 474205, p.14
- [32] DEVANATHAN, R. :
Radiation damage evolution in ceramics
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 267 (2009), 3017-3021

-
- [33] SICKAFUS, K.E. et al. :
Radiation damage effects in zirconia
Journal of Nuclear Materials, 274 (1999), 66-77
- [34] TRACHENKO, K. ; PRUNEDA, M. ; ARTACHO, E. ; DOVE, M. T. :
How the nature of the chemical bond governs resistance to amorphization by radiation damage
Physical Review B, 71 (2005), 184104
- [35] LEFÈVRE, T. et al. :
Scintillating Screens Study For LEIR/LHC Heavy Ion Beams
Proceedings of DIPAC 2005
<http://www.jacow.org/>
- [36] BIENIOSEK, F. M. et al. :
Diagnostic for intense heavy-ion beams in the HIF-VNL
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 544 (2005), 268-276
- [37] GÜTLICH, E. :
Diplomarbeit zum Thema: Untersuchungen zu Leuchtschirmen für die Hochstrom-Strahlprofilmessung am UNILAC der GSI
Hochschule Rhein Main, 2008
www-bd.gsi.de/downloads
- [38] Messung der Transmissionskurve des Linos MeVis 25mm von LINOS
<http://www.qioptiq.com>
- [39] Quantum Efficiency Curve Comparison (Sony ICX414 AL) von Point Grey Research
<http://www.ptgrey.com>
- [40] SAVTIZKY, A. ; GOLAY, M. J. E. :
Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures
Journal of Analytical Chemistry, 36 (1964), 1627
- [41] GHAMDI, A. Al.; TOWNSEND, P. D. :
Ion beam excited luminescence of sapphire
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 46 (1990), 133-136
- [42] SCHWARTZ, K. :
Persönlich Mitteilung von Prof. Dr. Kurt Schwartz
- [43] LECOQ, P. :
Persönliche Mitteilung von Dr. Paul Lecoq
- [44] VASIŁEV, A. :
From Luminescence Non-Linearity to Scintillation Non-Proportionality
IEEE Transactions on Nuclear Science, VOL. 55, NO. 3, JUNE 2008

-
- [45] JARDIN, C. ; CANUT, B. ; RAMOS, S. M. M. :
The luminescence of sapphire subject to the irradiation of energetic hydrogen and helium ions
In: *Journal of Physics D*, 29 (1996), 2066-2070
- [46] TOSHIMA, R. et al. :
Ion-induced Luminescence of Alumina with Time-resolved Spectroscopy
Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 39, No. 1 (2002), p.15-18
- [47] SKURATOV, V. A. :
Luminescence of LiF and $\alpha - Al_2O_3$ under high density excitation
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 146 (1998), 385-392
- [48] MORONO, A. ; HODGSON E. R. :
On the origin of F^+ centre radioluminescence in sapphire
Journal of Nuclear Materials, 249 (1997), 128-132
- [49] GHAMDI, A. Al. ; TOWNSEND P. D. :
Ion beam excited luminescence of sapphire
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 46 (1990), 133-136
- [50] SKURATOV, V. A. ; GUNA, K. J. ; STANOB, J. M ; ZAGORSKI, D. L. :
In situ luminescence as monitor of radiation damage under swift heavy ion irradiation
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 245 (2006), 194-200
- [51] MICHAELIAN, K. ; MENCHACA-ROCHA, A. :
Model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons
Physical Review B, Vol. 49 Nr. 22 (1994)
- [52] MICHAELIAN, K. ; MENCHACA-ROCHA, A. ; BELMONT-MORENO, E.:
Scintillation response of nuclear particle detectors
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. A, 356 (1995), 297-303
- [53] MICHAELIAN, K. ; MENCHACA-ROCHA, A. ; HILARION, S.:
Ion-induced luminescence
Journal of Luminescence, 72-74 (1997), 740-741
- [54] MORITANI, K. :
PhD-Thesis: Study on Production and Reactions of Radiation-induced Defects in Ceramic Materials
Kyoto University Research Information Repository (2009-03-23)
<http://hdl.handle.net/2433/77998>
- [55] MORITANI, K. ; TERAOKAA, Y. ; TAKAGIA, I. ; AKIYOSHIA, M. ; MORIYAMA, H. :
Production and reaction kinetics of radiation-induced defects in α -alumina and sapphire under ion beam irradiation.

- [56] LEE, K. H. ; CRAWFORD, J. H. (Jr.) :
Luminescence of the F center in sapphire
Physical Review B, 19 (1979), 3217-3221
- [57] CHEN, Y. ; ABRAHAM, M. M. :
Radiation damage in Al_2O_3 crystals implanted with 3.8 MeV Fe^{2+} ions.
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 59/60 (1991), 1163-1166
- [58] IZERROUKEN, M. ; BENYAHIA, T. :
Absorbtion and photoluminescence study of Al_2O_3 singel crystal irradiated with fast neutrons.
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. B, 268 (2010), 2987-2990
- [59] ALIG, R.C. ; BLOOM, S. :
Electron-Hole-Pair Creation Energies in Semiconductors
Physical Review Letters, Vol. 35, Number 22 (1975)

Abbildungsverzeichnis

1.1.	GSI und FAIR [2].	8
2.1.	Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve für Kalziumionen in Al_2O_3 , Erläuterung siehe Text.	13
2.2.	Schematische Bragg-Kurve aus [10].	14
2.3.	$-\frac{dE}{dx}$ von Kalzium in Al_2O_3	15
2.4.	Radiale Dosisverteilung.	17
2.5.	Generelle Betrachtung des Prozesses der Szintillation von der primären Anregung durch das ionisierende Teilchen bis hin zur Emission aus [15].	20
2.6.	Strahlende und nichtstrahlende Übergänge in Isolatoren.	21
2.7.	Darstellung der möglichen Energieniveaus der Farbzentren in Al_2O_3 (Angaben in eV) aus [21], zusammen mit der möglichen Migration von Elektronen aus angeregten Zuständen zu anderen Farbzentren.	22
2.8.	Erklärung zum Konfigurationskoordinatendiagramm.	23
2.9.	Verschiedene Fälle von ΔR , k und ΔE aus [17].	25
2.10.	Beispiel für verschiedene Verteilungen aus [26].	27
2.11.	Prinzipiskizze der Pepperpot-Methode aus [3].	29
2.12.	Abbildung des Ionenstrahls auf Al_2O_3 Schirm aus [3].	29
3.1.	Messverfahren und Projektion.	33
3.2.	Oben: Vorderansicht der Targetleiter, unten: Rückansicht der Targetleiter mit der später in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Heizmethode.	34
3.3.	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Materialien.	35
3.4.	Bild einer speziell bestückten Targetleiter zur Einstellung des Objektivs und der Bestimmung der örtlichen Auflösung.	36
3.5.	Versuchsaufbau für Spektroskopie.	37
3.6.	Schematischer Aufbau des Spektrometers CP 140.	38
3.7.	Links: Untersucher Ausschnitt des Strahlflecks, Rechts: Spektrum mit einer zusätzlichen räumlichen Achse.	39
3.8.	Experimentaufbau und Berechnung des Strahlprofils der Referenzmethode.	40
3.9.	Vakuumkammer mit Experimentaufbau.	40
3.10.	Messaufbau für Messungen mit dem Beamspotsimulator und dessen Emissionspektren. . . .	41
3.11.	Chromatische Aberration von Linsen.	42
3.12.	Farbfehler und Einfluss der Chipdynamik auf die berechnete Strahlbreite σ	43
3.13.	Auswirkung einer schnellen Variation der Iris während eine Messreihe, auf das σ eines nicht maskierten und auf maskierte Strahlflecke.	45
3.14.	Region of interest auf einem Glasszintillator, durch den Lichttransport im Glas entstehen leuchtende Ränder.	45
3.15.	Oben: Unmaskierter und maskierte Leuchtflecke (Erstes Bild aus der Messung von Abbildung 3.13), Unten: Die Teilprojektionen aus den orange eingezeichneten Bereichen der Leuchtflecke. .	46
3.16.	Heizschicht und Simulation der Temperaturverteilung.	47
3.17.	Zeitstruktur der UNILAC Periode [3] und der Datenaufnahme.	48
3.18.	Schema des Signalflusses der Datenaufnahme.	49

4.1.	Lichtausbeute, Strahlbreite, Skewness und Kurtosis für verschiedene Materialien (Strahlparameter siehe Tabelle 4.1).	52
4.2.	Analyse der Kurtosis von Herasil in Abbildung 4.1.	54
4.3.	Lichtausbeute und Strahlbreite für 4,8 MeV/u Kalziumionen (Strahlparameter siehe Tabelle 4.2).	55
4.4.	Lichtausbeute und Strahlbreite für 11,4 MeV/u Kalziumionen (Strahlparameter siehe Tabelle 4.3).	56
4.5.	Messergebnisse zu der Temperaturabhängigkeit von Z70020A und Z507.	57
4.6.	Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3.	58
4.7.	Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3.	59
4.8.	Links: Vergleich der Profile für Ca bei 4,8 MeV/u aus Abbildung 4.3, Rechts: Veranschaulichung des Ansprechverhalten.	60
4.9.	Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.	61
4.10.	Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.	62
4.11.	Vergleich der Profile für Ca-Ionen bei 11,4 MeV/u Abbildung 4.4.	62
4.12.	Vergleich der Strahlflecke und der Projektionen von Al_2O_3 für 4,8 und 11,4 MeV/u.	63
4.13.	Emissions-Spektren Al_2O_3 und Herasil für einen Kalziumionenstrahl.	65
4.14.	Emissionsspektrum von Z700 für einen Kalziumionenstrahl, WL-Auflösung: 9 nm FWHM, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.	67
4.15.	Emissionsspektren von AlN und $Al_2O_3 : Cr$ für einen Kalziumionenstrahl.	68
4.16.	Emissionsspektren von Z507 und Z70020A.	69
4.17.	Emissionsspektren von Al_2O_3 für Ca-Ionen mit unterschiedlicher Energie.	71
4.18.	Vergleich der Spektren für Kalzium-, Uran- und Argonionen, Strahlparameter siehe Tabelle 4.5.	72
4.19.	Teilstrahlprofile für verschiedene Wellenlängen von Al_2O_3 aus den Emissions- spektren von Abbildung 4.13(a).	74
4.20.	F^0 - und F^+ -Emission von Al_2O_3 mit verschiedensten Umwandlungsprozessen.	76
5.1.	Radiale Dosisverteilung und Überlapp von Ionenspuren.	81
5.2.	Modell für das Löschen der deponierten Energie im Überlappungsbereich von Ionenspuren, siehe Text.	82
5.3.	Radiale Dosisverteilung in der Matrix.	85
5.4.	Für die Berechnung der Überlappung zu berücksichtigende Einschläge.	86
5.5.	Transmission von Al_2O_3 und Lichttransport zur Oberfläche.	87
5.6.	Ergebnisse von Modellrechnungen mit verschiedenen Randbedingungen.	87
5.7.	Ergebnis der Modellrechnung für $D_{i\max} = 400$ Gy.	88
5.8.	Rekonstruktion der Bilddaten aus Abbildung 4.9(b) anhand der Modellrechnungen.	89
6.1.	Schematische Darstellung des Experimentablaufs zur Bestimmung von $D_{i\max}$, siehe Text.	91

Tabellenverzeichnis

2.1. Unterschiedliche Definitionen für Fluoreszenz und Phosphoreszenz [17].	18
3.1. Untersucher Parameterraum.	32
4.1. Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.1.	52
4.2. Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.3.	54
4.3. Parameter des Ionenstrahls in Abbildung 4.4.	55
4.4. Parameter des Ionenstrahls zu Abbildung 4.5(a).	56
4.5. Parameter der Ionenstrahlen der spektroskopischen Untersuchungen (Wiederholrate 1 Hz). .	73

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog digital converter, Analog-Digital Wandler
<i>AlN</i>	Aluminiumnitrid
CCD	Charge Coupled Device (Bildsensor)
EZR-Quelle	Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle
FAIR	Facility for antiproton and ion research
FPGA	Field programmable gate array
GSI	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, ehemals Gesellschaft für Schwerionenforschung
LED	Light-emitting diode, Leuchtdiode
ROI	Region of Interest
SE	Sekundärelektron
SEM-Grid	(Secondary electron monitor)-Grid, Profilgitter
UNILAC	Universal Linear Accelerator, Linearbeschleuniger der GSI
VGA	Video Graphics Array, Computergrafik-Standard
<i>Z507</i>	(Zirkonoxid <i>dotiert</i> mit Magnesium)
<i>Z700</i>	(Zirkonoxid <i>dotiert</i> mit Yttrium)
<i>Z70020A</i>	(Zirkonoxid <i>dotiert</i> mit Yttrium + 20% Al_2O_3)

A Anhang

A.1 Veröffentlichungen, Berichte und Vorträge

A.1.1 Veröffentlichungen und Berichte

- E. Gütlich, P. Forck, C. Andre, F. Becker, W. Ensinger, R. Haseitl, H. Graf, P. Kowina: “Scintillation Screen Investigations at UNILAC“, **GSI Scientific Report 2008**, p. 126.
- E. Gütlich, P. Forck, W. Ensinger and B. Walasek-Höhne: „High current ion beam investigations on inorganic scintillation screens“,
Proceedings of **European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators 2009 (DIPAC’09)**, PSI, Basel, Schweiz, p. 167.
- E. Gütlich, W. Ensinger, P. Forck, K. Gütlich, R. Haseitl, and B. Walasek-Höhne: “Temperature and Spectroscopic Studies on Inorganic Scintillating Materials“, **GSI Scientific Report 2009**, p. 143.
- E. Gütlich, P. Forck, W. Ensinger and B. Walasek-Höhne: “Light yield, imaging properties and spectral response of inorganic scintillators under ion irradiation“,
Proceedings of **Beam Instrumentation Workshop 2010 (BIW’10)**, Jefferson Lab, Santa Fe, USA, p. 151.
- E. Gütlich, P. Forck, W. Ensinger and B. Walasek-Höhne: „Scintillation Screen Investigations for High-Current Ion Beams“ in: **IEEE Transactions on Nuclear Science**, VOL. 57, NO. 3, 2010, p. 1414.
- E. Gütlich, W. Ensinger, P. Forck, K. Gütlich, R. Haseitl, A. Reiter, and B. Walasek-Höhne: „Scintillation Screen Studies for UNILAC Energies“, **GSI Scientific Report 2010**, p. 146.
- E. Gütlich, P. Forck, W. Ensinger and B. Walasek-Höhne: „Quantitative Scintillation Screen Studies at GSI-LINAC and related Model Calculations“,
Proceedings of **European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators 2011 (DIPAC’11)**, Desy, Hamburg, Deutschland, p. 164.

A.1.2 Konferenz- und Seminarvorträge

- ABI-Workshop, Bad Kreuznach, 11. Dezember 2008,
“Scintillation screen investigation for high current ion beams“, http://adweb.desy.de/mdi/CARE/Bad_Kreuznach/ABI_workshop_2008.html
- 10th International Conference on Inorganic Scintillators and their Applications (SCINT’09), Jeju Korea, 09. Juni 2009,
„Scintillation Screen Investigations for High-Current Ion Beams“, www.scint2009.org
- 52. Radiometrisches Seminar der Universität Regensburg, Regensburg, 15. Oktober 2010,
„Szintillationsschirme für Hochstrom-Ionenstrahlen“.
- Workshop on Scintillating Screen Applications, GSI Darmstadt, 14. Februar 2011,
„Scintillating screens for ion beams“, <http://www-bd.gsi.de/ssabd/>

A.2 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken die mich während der Zeit meiner Promotion unterstützt, sowie zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein besonderes Wort des Dankes möchte ich an meinen Doktorvater Professor Dr. Wolfgang Ensinger richten. Mit Ihrem Vertrauen in mich bei der Annahme als Doktorand, Ihre Geduld und Ihrem Zuspruch haben Sie maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Prof. Dr.-Ing. Heinz von Seggern bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats.

Den Mitarbeitern der Abteilung Strahldiagnose der GSI gilt ebenfalls mein Dank, wobei ich hier beispielhaft einige namentlich nennen möchte:

Dr. Peter Forck, der mich schon in meiner Diplomarbeit betreut hat, möchte ich für die Anregungen zur Arbeit, sowie seine stete Diskussionsbereitschaft und Fürsprache danken. Dem Abteilungsleiter der Abteilung Strahldiagnose der GSI, Dr. Marcus Schwickert, der mich vor 5 Jahren als Werksstudent eingestellt und mir damit viele Möglichkeiten in meinem wissenschaftlichen Werdegang ermöglicht hat. Auch Dr. Andreas Reiter möchte ich für seine Diskussionsbereitschaft und die Anregungen bei der Modellfindung danken. Meinem Bruder Kai Gütlich, möchte ich für die leidenschaftliche Umsetzung und Verbesserung meiner Ideen des mechanischen Experimentaufbaus danken, er hat mich stets mit einer großen Geduld unterstützt. Beata Walasek-Höhne danke ich für die Unterstützung bei den spektroskopischen Experimenten. Weiter möchte ich Dimitry Liakin für die Hilfe bei der Simulation der Heizmethode, sowie die Ideen zur Verbesserung der Elektronik des Beamspotsimulators danken. Hansjörg Reeg danke ich für seine Hilfe und Anregungen bei vielen Herausforderungen im Zusammenhang mit der Experimentelekttronik; zum Beispiel der Übertragung der Trafosignale und dem Umbau der Backensteuerung. Durch seine exzellente Kenntnis der Beschleunigeranlage wurde es ermöglicht dies umzusetzen. Weiter möchte ich Rainer Haseitl für die motivierte Mitarbeit an der Datenaufnahme danken.

Prof. Dr. Kurt Schwartz aus dem Bereich der Materialforschung an der GSI danke ich für die vielen anregenden Gesprächen und seine äußerst große Hilfe bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse der Spektroskopie.

Mein großer Dank gilt ebenfalls dem Team des Targetlabors der GSI unter der Leitung von Dr. Bettina Lommel. Sie und ihre Mitarbeiter haben exzellente Arbeit bei der, oft kurzfristig in Auftrag gegebenen, Beschichtung der Materialproben mit der Heizschicht geleistet.

Dr. Jörg Zimmermann, aus dem Fachgebiet „Elektronische Materialeigenschaften“ des Fachbereichs Materialwissenschaft der TU Darmstadt, möchte ich für sein reges Interesse an meiner Arbeit, die Diskussionsbereitschaft und seine Anregungen bei dem Anfertigen dieser Arbeit danken.

Meinen Kollegen aus der Graduiertenschule *HGS-HiRe for FAIR*, meinen Freunden von der Technischen Universität Darmstadt und anderen Universitäten danke ich für ihre Unterstützung, Ihre aufbauenden Worte und für die Abwechslung.

Zuletzt möchte ich meiner Familie danken. Sie hat mich nicht nur in finanzieller Hinsicht unterstützt, sondern mir auch stets Halt und Kraft gegeben. Ohne sie wäre mir mein Studium und meine Promotion nicht möglich gewesen.

A.3 Lebenslauf

Persönliche Daten

Eiko Gütlich
Wolfingerstr. 20
65428 Bauschheim
Tel.: 06 159/ 71 20 48
E-Mail: e.guetlich@gsi.de

Geb. im Januar 1982 in Rüsselsheim

Schulbildung

08/1987 – 07/1992 Vorschule - Eichgrundschule in Rüsselsheim

08/1988 – 07/1992 Grundschule - Eichgrundschule in Rüsselsheim

08/1992 – 07/1998 Realschule - Friedrich Ebert Schule in Rüsselsheim

Berufsausbildung

09/1998 – 01/2002 Ausbildung zum Energieelektroniker, Fachrichtung: Betriebstechnik bei der Adam Opel AG in Rüsselsheim

Höhere Schulbildung

08/2002 – 07/2003 Fachoberschule - Werner Heisenberg Schule in Rüsselsheim

Zivildienst

10/2003 – 12/2003 Stadtkrankenhaus Rüsselsheim

Studium

03/2004 – 07/2008 Physikalische Technik (Studienbereich: Physik) an der Fachhochschule Wiesbaden

Promotion

seit 09/2008 Technische Universität Darmstadt, Fachbereich: Materialwissenschaft

seit 03/2009 Mitglied in der Helmholtz Graduated School for Hadron and Ion Research for FAIR (HGS-HIRe for FAIR)

A.4 Programm1: Radiale Dosisverteilung, Modellrechnung und Rekonstruktion

```

// radial dose
//
format('e',10)
// Katz (96)
//===== Funktionsdefinition =====
// polyfit-----
function [p]=polyfit(x, y, n)
// Return coefficient vector for polynomial fitting to (x,y) data
// Polynomial order: n
[lhs, rhs] = argn(0)
x = x(:); y = y(:)
m = length(x)
if length(y) < m, error('x and y must have same length'), end
// Create Vander matrix
V = ones(m,n+1);

for i=n:-1:1
    V(:,i) = x.*V(:,i+1)
end

// Solve least squares problem. Use QR decomposition for computation.
gstacksize(30000)
p=pinv(V')';
p = p';
p = poly(p(5:-1:1),x,'coeff'); // Scilab's polynomials
endfunction
//-----

// Savitzky-Golay Filter =====
function yf = sgolay_filt(x,y,n,F,d)
// Define the value of d if it has not been done
[alhs,arhs] = argn(0);
//p=0; // Eiko Bugfix
if nrhs < 5
    d=0; // default: no differentiation
end

//d must be an integer
d = round(d)
N = length(x)
// normalise x
xr = max(x)-min(x);
xc=(x-mean(x))/xr;
xc = xr*d // correction for derivatives
// Makes F an odd-number

if fix(F/2) == F/2
    disp('Frame size must be odd')
    F=F+1
end

// Interpolation number must be lower than window size
if n>(F-1)
    disp('Interpolating order > window width')
    n = floor(F/2)
end

// Calculate the number of points at left and right used for the interpolation (F2)
F2 = (F-1)/2;
yf = y'*nan;
// Apply the interpolation for the good points (i belonging to [F2+1 ; N-F2] )
for i=1:N
    if i < F2+1
        yf(i)=yf(i); // As long as the Fit-Window would be out of the data
    elseif i > N-F2
        yf(i)=yf(i); // When the Fit-Window would leave the data
    else
        id1 = i-F2+1:F2;
        xloc = x(id1);
        yloc = y(id1);
        p = polyfit(xloc,yloc,n); // fitted polynomial

        if d>0 // differentiate it ?
            for k=1:d
                p = derivat(p);
            end
        end
        // yf(i) takes the value of the polynome p found previously for the variable x(i) ----> newvalue for yf !!
        yf(i) = horner(p,x(i))/xc;
    end
end

end

endfunction

//=====
function [skalar]=str2skal(vari)
// ----- handgeschriebene string2num für bel. Variablen -----
skalar=0; // wird auf 0 gesetzt
vari=str2code(vari);
grosse=size(vari); // Anzahl der Spalten des Vektors vari
grosse=grosse(1,1);
exponent=grosse; // Exponent für die Berechnung
for n=1:grosse,
    exponent=exponent-1; ,
    skalar=skalar + vari(n,1)*10^(exponent); ,
end; // vari ist jetzt ein Skalar
//-----
endfunction

function [ort]=weilerspringen(pfad)
// ===== Weilerspringen von Bild zu Bild =====
//----- Eine Datei mit dem Ort pfad ist eingelesen-----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...)0.hnp)
// ----- der Dateiname und die Endung steht
name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
index1 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
index2 = strindex(pfad,';'); // Orte an denen ';' auftaucht
s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen ';' auftaucht
index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
// -----Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateieindung
px = strsplit(pfad,index1 index2) // Aufsplitten des Pfades
zeile = vectorfind(px,name,Y') //In welcher Zeile steht der Dateiname
zahl= str2skal(px(zeile,1)) //Umwandlung vom Dateinamen (z.B. 0) in Code
zahl= zahl-1; // Erhöhen des Dateinamens um 1
zahl= string(zahl); // wieder in Dateinamen (String) umwandeln
px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad (Spaltenvektor)
ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...1.hnp
//=====
endfunction

function [ort]=veralgemeinern(pfad)
// ===== Veralgemeinern des Pfades für die Suche nach der Anzahl der Einträge =====
//----- Ein Pfad ist eingelesen-----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...)0.txt)
// ----- der Dateiname und die Endung steht
name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
index1 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
index2 = strindex(pfad,';'); // Orte an denen ';' auftaucht

```

```

s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen ';' auftaucht
index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
// -----Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateieindung
px = strsplit(pfad,index1 index2) // Aufsplitten des Pfades
zeile = vectorfind(px,name,Y') //In welcher Zeile steht der Dateiname
zahl= px(zeile,1) //Abspalten der Zahl
zahl= ''; //Umwandlung vom Dateinamen (z.B. 0) in *
px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad (Spaltenvektor)
ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...1.txt
//=====
endfunction

function [myintern,sigmaintern,skewintern,skew2intern,skew3intern,skew4intern,skew5intern,kurtointern,kurto2intern,kurt
o3intern,kurto4intern,kurto5intern]= moments(profilintern,xachseintern,startintern,stopintern,sumyintern)
//===== Statistik und 3 Sigma Bereich =====
// - Von dem Profil wird Sigma und verschiedene  $\mu$ i berechnet ( $\mu$ i=i+4es Moment)
// - Vom Schwerpunkt des Profils ausgehend, werden +- 3 Sigma festgelegt
//----- 1. stat. Moment Erwartungswert  $\mu$  (my) -----
myintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    myintern = myintern + profilintern(1,k)*xachseintern(1,k);
end;
myintern=myintern/sumyintern;
//  $\mu$  = My ( Erwartungswert)

//-----Sigma = Sqrt 2. statistisches Moment(gewichtet, zentral) = Sqrt(Varianz) -----
sigmaintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    sigmaintern = sigmaintern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^2 // Berechnung sigma noch nicht
fertig
end;
sigmaintern = sqrt(sigmaintern/sumyintern); // Sigma

//----- Skewness -----
skewintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    skewintern = skewintern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)/sigmaintern^3 // Berechnung skew
noch nicht fertig
end;
skewintern=skewintern/sumyintern; //
//----- Verlauf von Skewness -----

//-----
//Test ob Skew eine reine Funktion von Sigma ist-----
// Nur Zähler
skew2intern=0;
for k=startintern:stopintern,
    skew2intern = skew2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^3; // Berechnung nur Zähler
Skewness
end;
skew2intern=skew2intern/sumyintern;

// Nur Nenner
skew3intern =(sigmaintern)^3; // Berechnung nur Nenner Skewness

// Zähler durch Nenner
skew4intern = skew2intern/skew3intern; // Skewness wie oben (sollte)

// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
skew5intern = skewintern-skew2intern; // differenz der beiden
//-----

//-- Kurtosis -----
kurtointern=0;
for k=startintern:stopintern,
    kurtointern = kurtointern + profilintern(1,k)*((xachseintern(1,k)-myintern)/sigmaintern)^4 // Berechnung kurt
noch nicht fertig
end;
kurtointern=kurtointern/sumyintern - 3; //
//----- Verlauf von Kurtosis -----

//-----
// Kurtosis vergleiche-- Test ob Kurt eine reine Funktion von Sigma ist

// Nur Zähler
kurto2intern=0;
for k=startintern:stopintern,
    kurto2intern = kurto2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^4; // Berechnung nur Zähler
Kurtosis
end;
kurto2intern=kurto2intern/sumyintern;

// Nur Nenner
kurto3intern =(sigmaintern)^4; // Berechnung nur Nenner Kurtosis

// Zähler durch Nenner
kurto4intern = kurto2intern/kurto3intern - 3; // Kurtosis wie oben (sollte)

// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
kurto5intern = kurto4intern-kurto3intern; // differenz der beiden
//-----
endfunction

// Macht aus einem Spalten, einen Zeilenvektor wenn es noch keiner ist---
function [vector]=rvec(vector)
s=size(vector); // feststellen der Größe
sr=s(1,1); // Anzahl der Zeilen
sc=s(1,2); // Anzahl der Spalten
if sc>1&sr>1 then
    error('Es werden keine Matrizen unterstützt');
    break; // Abbruch
end;
if sr>1&sc==1 then // wenn vec ein Spaltenvektor ist
    vector=vector';
// warning('Spaltenvektor');
// else warning('Zeilenvektor');
end; // mach aus Zeilenvektor -> Spaltenvektor

endfunction

//----- Findet die Position einer Zahl die am nächsten an der gesuchten liegt im Vektor
function [punkt]=findposinvec(vec,disvalue)
// sucht in einem Vektor den nächsten Eintrag zu einer Sucheingeabe und gibt die Position aus
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
breiteintern=size(vec);
breiteintern=breiteintern(1,2); // Feststellung der Länge von vec
diffvecmin=1e8; // Anfangswert für Abweichung wird auf ... gesetzt
for nvec=1:breiteintern; // Suchen im vec nach dem nächsten Punkt
    valuevec=vec(1,nvec); // Läuft durch alle Punkte der Achse
    diffvec = abs(valuevec - disvalue);
    if diffvec < diffvecmin then
        diffvecmin=diffvec;
        punkt=nvec;
    end
end
// if diffvecmin<=0.05*abs(disvalue)&disvalue==0 then
// warning('Abweichung vom Suchwert ist größer als 5%: '+string(diffvecmin/abs(disvalue)*100)+'%');
// end
endfunction
//-----

// Least Square Fit für 2 Vektoren (Kurven)-----

```

```
faktory=1+stepfit; // Faktor mit dem hochskaliert wird
```

```
while diffmin>difffit // vectofit wird so lang hochskaliert, bis er (im zu betrachtenden Bereich) näher oder gleich nach wir
difffit anliegt

vectofit=vectofit*fakory; // Intensität auf aktuellen Y Ausgangspunkt des in den Fit bringen
poststarvecfit=1/poststarvecfit(achevecvectofit,starfa); // Position für start des fit in vectofit
poststopvecfit=find(poststarvecfit(achevecvectofit,stopfit)/Position für stop des fit in vectofit
diffmin=min(vectocenter1,1,poststarvecfit(vectofit,vectofit),1,poststarvecfit(poststopvecfit));

//--- die Lösung zum "Farbe _ z, b44")" gebe es nicht" Problem
color = farbwel('farbwel', i); // Auswahl einer Farbe aus Farbwelt
if farbwar1==11 then farbwar1=1; else farbwar=farbwar1+1; end;

plot2d(achevecvectofit,vectofit,style=color);

//---
end
```


111

```
#####
// A1203 Vergleich Protonen Uran
//target=(2*13+3*8)*5; // durchschnittliche Targetatladung (2*1+1*8)*3=H2O
//z=92; // Kernladung des Ions -> Argon-18
//rho=4; // Dichte des targets in g/cm³
//mass=102; // Masse der Verbindung A1203=102
#####
// 4.8 MeV/u Uran in A1203 -> (SRIM)
// Fahren: 5-rot, 2-blau, 3-grün
//newrect[1e-10,1e0,1e-5,1e9];
//relbeta2=0.1; // relativistischer Faktor v/c
//w=2-5000; // Stopping power (elektronisch) in keV/mm
//xcache,d3,tmx3,kine1imf3,punkr95)=ndos(relbeta2,rho,z,target,se2,mas);
//plot2d(xcache.ed2,style=[3]rect=newrect.loglog+1");
//
//
// // Kernladung des Ions -> Argon-18
//
// // 2 GeV/u Proton in A1203 -> (SRIM)
// Fahren: 5-rot, 2-blau, 3-grün
//newrect[1e-10,1e0,1e-5,1e9];
//relbeta3=0.97; // relativistischer Faktor v/c
//w=3-3.6; // Stopping power (elektronisch) in keV/mm
//xcache,d3,tmx3,kine1imf3,punkr95)=ndos(relbeta3,rho,z,target,se3,mas);
//plot2d(xcache.d3,style=[2]rect=newrect);
//abort
#####
//
//
//
//
```

```
//format('e',10);
//---Texte
// text1 = 'Max-range of e- [m]: ' + string(tmax);
// text2 = 'Max-energy of e- [eV]: ' + string(kinlimi
// text3 = 'Max-range of e- [m]: ' + string(tmax2);
// text4 = 'Max-energy of e- [eV]: ' + string(kinlimi
// text5 = 'Max-range of e- [m]: ' + string(tmax3);
// text6 = 'Max-energy of e- [eV]: ' + string(kinlimi
//
```

```

//
//
// t.font_foreground=6;
// t.font_size=5;
//
// t.text="SCILAB";
//
//
// xstring(2e-10,1e0,{text6});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=5;
// xstring(2e-10,1e1,{text5});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=5;
//
//
// xstring(2e-10,1e2,{text4});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=2;
// xstring(2e-10,1e3,{text3});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=2;
//
//
// xstring(2e-10,1e4,{text2});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=3;
// xstring(2e-10,1e5,{text1});
// t=get('hdl'); // get the handle of the newly created object
// t.font_foreground=3;
//
//
// =====
//
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\xachse.dat';
// write(savepath,xachse,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\11-4MeV.dat';
// write(savepath,d,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\4-8MeV.dat';
// write(savepath,d2,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\1MeV.dat';
// write(savepath,d3,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\0-5MeV.dat';
// write(savepath,d4,(e12.5)); // Abspeichern
// abort
//
// =====
//
//
// //dichte=1.5e9;
// //dichte=3.5e9;
// //dichte=5e9;
// //dichte=7e8;
// //punkt80=1.27e-9; // 10%
// //punkt80=7.92e-9; // ~30%
// //punkt80=3.25e-8; // ~50%
// //punkt80=1.1e-7; //70%
// //punkt80=2.53e-7; //~80% // ab hier werden bei der berücksichtigung der 36 benachbarten einschläge fehler genacht-->
// mehr einschläge
// //punkt80=8e-7; // ~95%
// //punkt80=1e-6;
// //punkt80=2e-6; // fast 100%
// //punkt80=6e-6; // alles sehen
// //punkt80=5e-7; // fast 90%
// se=870;
// //dichte=1e9; // Flächenbelegung in 1/cm²
// [m,auslesen,energie1,energielapp,vecfordose]=mathi(d4,xachse,dichte,punk954,iomax);
// sset('window',11)
// sset('wdim',500,500); // Fenstergröße
// sset('colormap','hotcolormap(600));
// Marplot(m)
// sset('window',12)
// sset('wdim',500,500); // Fenstergröße
// sset('colormap','hotcolormap(600));
// Marplot(auslesen)
// 04*(energie1)/se
// energie1
// energielapp
// energielapp/energie1
// (sum(auslesen))*(rho*1e3)*(ink^2*(1e-10))/q/energie1
// //abort
// //test ob die Verteilung auf die Kästchen mit der von katz überein stimmt
// sset('window',13)
// plot2d(xachse,d,style=1,jogflag='f',rect=[1e-10,1e0,1e-6,1e9])
//
//
// sizem=size(m);
// sizem=size(L,2);
// xachsem=linspace(0.5*ink,(sizem-0.5)*ink,sizem);
// plot2d(xachsem,auslesen,m(1,5),jogflag='f',style=2,rect=[1e-10,1e0,1e-6,1e9])
// plot2d(xachsem,m(1,5),jogflag='f',style=3,rect=[1e-10,1e0,1e-6,1e9])
// plot2d(xachsem,vecfordose(1,5),jogflag='f',style=4,rect=[1e-10,1e0,1e-6,1e9])
// legend('Radiale dosis(Katz)',auslesen-1Zeile','n-1Zeile','Dosisvektor von mathi');
// // kkontrolle-----
// nmatrix=size(auslesen);
// nmatrix=nmatrix(1,2);
// xachsem2=[1:nmatrix];
// sset('window',22);
// plot2d(xachsem2,auslesen(1,5),jogflag='n',style=2,rect=[1,1e0,nmatrix,1e5]);
// plot2d(xachsem2,vecfordose(1,5),jogflag='n',style=4,rect=[1,1e0,nmatrix,1e5]);
// sset('window',23);
// mesh(auslesen(1:40,1:40));
// abort
//
//
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\xachsem.dat';
// write(savepath,xachsem,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\auslesen.dat';
// write(savepath,auslesen(1,5),(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\xachse.dat';
// write(savepath,xachse,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\d.dat';
// write(savepath,d,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\vecfordose.dat';
// write(savepath,vecfordose,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\newmodel\zeilematrix.dat';
// write(savepath,m(1,5),(e12.5)); // Abspeichern
//
//
//
// // Für 11.4 MeV/u Calcium in Al2O3 auswirkung auf gaussbeam
// //punkt80=1.1e-7; // 70%
// //punkt80=2.5e-7; // 80%
// //punkt80=8e-7; // 95%
// //punkt80=2e-6; //~100%
// //punkt80=7.85e-8; // für d2 (4.8MeV/u)
// [xachsegauss,verteilung,verteilung2]=beam(d,xachse,punkt80,iomax);
// posmm=findposivec(xachsegauss,4); // Punkt an dem nichts mehr verändert werden sollte durch den überlapp
// verteilung2=verteilung2*verteilung(1,posmm)/verteilung2(1,posmm); //Normierung der höhe bei .....mm
//
//
// //----- Einstellungen für das Grafikfenster 2 Sigma-verlauf -----
// sset('window',2); //xhsc(2); // Graphikfenster 2
// //--- Größe, usw... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
// a=get('current_axes');
// a.font_size=3;
// t=a.title;
// t.font_size=3;
//
// // Abspeichern-----
// savepath = 'C:\Documents and Settings\KISS 2U\Desktop\Ausgabe SciLab\xachsegauss-'+ string(iomax) + 'n600-224einsch' +'.dat';
// write(savepath,xachsegauss,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'C:\Documents and Settings\KISS 2U\Desktop\Ausgabe SciLab\gauss-'+ string(iomax) + 'n600-224einsch' +'.dat';
// write(savepath,verteilung,(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'C:\Documents and Settings\KISS 2U\Desktop\Ausgabe SciLab\surface-'+ string(iomax) + 'n600-224einsch' +'.dat';
// write(savepath,verteilungm(1,:),(e12.5)); // Abspeichern
// savepath = 'C:\Documents and Settings\KISS 2U\Desktop\Ausgabe SciLab\total-range-'+ string(iomax) + 'n600-224einsch' +'.dat';
// write(savepath,verteilungsum,(e12.5)); // Abspeichern
//
//
// sumvertm=0;

```



```
diffdata=diff(data); // Ableitung der gebündelten Rohdaten
diffdata=diffdata'; // macht aus dem Spalten- einen Zeilenvektor
maxdif=max(diffdata);
lengthbin=size(diffdata);
lengthbin=lengthbin(1,2);
x3=linspace(start,stop,lengthbin); //
xset('window',2);
```

```
//antwort12 = 0;
// while antwort12 ~=3,
//   Altres Bild wieder Ploten
//   xset('window',2);
//   if antwort1==3 then xbase(2); end
//--- Größe, usw... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
//
// a=get('current_axes');
// a.font_size=3; //2
// tc=a.title;
// tc.font_size=3; //3
// lx=a.x_label;
```



```

// write(savepath,intens2,(e12.5));
// -----
// // GSM-Profil -----
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\GSM-Profil.dat';
// write(savepath,profil,(e12.5));
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-GSM-Profil.dat';
// write(savepath,x2,(e12.5));
// -----
// //Bin-----
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Bin.dat';
// write(savepath,diffdata,(e12.5));
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-Bin.dat';
// write(savepath,x5,(e12.5));
// -----
// //PG-----
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\PG.dat';
// write(savepath,intensneu,(e12.5));
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-PG.dat';
// write(savepath,xneu,(e12.5));
// -----
// //LT-----
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\LT.dat';
// write(savepath,profil3,(e12.5));
// savepath =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-LT.dat';
// write(savepath,xachse,(e12.5));
// -----
// -----
// -----

.end; // für ders "for v=1" ding
pulscan
pathg
pathlt
//E.O.F
//diary(0)// Hier ist das Ende

// xset('window',6); xbase(6);
// imshow(image2.graycolormap(map)); // Anzeigen des Bildes

//imwrite(image2.graycolormap(map),E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\modi-model.bmp');
//x2bmp(5,E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop)

//E.O.F.

```

A.5 Programm2: Zur Auswertung der Spektroskopiedaten

```

//Spektrien

stacksize=50000000;
//===== Genauigkeit =====
format('v',15); // Format der Zahlen (Genauigkeit)
//=====

//-----
function [maxtab, mintab]=peakdet(v, delta, x)
//% PEAKDET Detect peaks in a vector
//% [MAXTAB, MINTAB] = PEAKDET(V, DELTA) finds the local
//% maxima and minima ("peaks") in the vector V.
//% MAXTAB and MINTAB consists of two columns. Column 1
//% contains indices in V, and column 2 the found values.
//%
//% With [MAXTAB, MINTAB] = PEAKDET(V, DELTA, X) the indices
//% in MAXTAB and MINTAB are replaced with the corresponding
//% X-values.
//%
//% A point is considered a maximum peak if it has the maximal
//% value, and was preceded (to the left) by a value lower by
//% DELTA.
//
// Eli Billauer, 3.4.05 (Explicitly not copyrighted).
// This function is released to the public domain; Any use is allowed.

maxtab = [];
mintab = [];

v = v(:); // Just in case this wasn't a proper vector
rhs=argn(2); // Eiko's conversion to SciLab
if rhs < 3
    x = (1:length(v));
else
    x = x(:);
    if length(v)~=length(x)
        error('Input vectors v and x must have same length');
    end
end

if (length(delta(:)))>1
    error('Input argument DELTA must be a scalar');
end

if delta <= 0
    error('Input argument DELTA must be positive');
end

//mn = Inf; mx = -Inf;
//mnpes = NaN; mxpos = NaN;
// Bugfix

mn = 1000000000; mx = -1000000000;
mnpes = 0; mxpos = 0;

lookformax = 1;

//// Window option-----
//option=string(length(v)); // Option für suchfenster
//[ok,startfunk,stopfunk]=getvalue("Von wo bis wo soll gesucht
werden?",[ "Start:","Stop:" ],list("vec",1,"vec",1),[ "1" ,option]);
//[ok,startfunk]=getvalue("Von wo bis wo soll gesucht werden?",[ "Start:" ],list("vec",1),[ "1" ]);
//[ok,stopfunk]=getvalue("Von wo bis wo soll gesucht werden?",[ "Stop:" ],list("vec",1),[option]);
//-----
////mprintf('start \t %5.3f \n',startfunk);
////mprintf('stop \t %5.3f \n',stopfunk);
////for i=startfunk:stopfunk

for i=1:length(v)

    this = v(i);
    if this > mx, mx = this; mxpos = x(i); end
    if this < mn, mn = this; mnpes = x(i); end

    if lookformax
        if this < mx-delta
            maxtab = [maxtab ; mxpos mx];
            mn = this; mnpes = x(i);
            lookformax = 0;
        end
    else
        if this > mn+delta
            mintab = [mintab ; mnpes mn];
            mx = this; mxpos = x(i);
            lookformax = 1;
        end
    end
end
end

// // FWHM Baustelle
//sizemaxtab=size(maxtab);
//sizemaxtab=sizemaxtab(1,1);
//
//for i=1:sizemaxtab
//    posthis=maxtab(i,1); // aktu. Peak
//    this=maxtab(i,2)/ peakhöhe
//    this=this/2;
//
//end

endfunction
//-----

// Macht aus einem Spalten, einen Zeilenvektor wenn es noch keiner ist---
function[vector]=rvec(vector)
s=size(vector); // feststellen der Größe
sr=s(1,1); // Anzahl der Zeilen
sc=s(1,2); // Anzahl der Spalten
if sc>1&&sr>1 then
    error('Es werden keine Matrizen unterstützt');
break; // Abbruch

end;
if sr>1&&sc==1 then // wenn vec ein Spaltenvektor ist
    vector=vector';
    // warning('Spaltenvektor');
    //else warning('Zeilenvektor');
end; // mach aus Zeilenvektor --> Spaltenvektor

endfunction
//-----

//----- Findet die Position einer Zahl die am nächsten an der gesuchten liegt im
Vektor
function[punkt]=findposinvec(vec,disvalue)
// sucht in einem Vektor den nächsten Eintrag zu einer Sucheingeabe und gibt die Position aus
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
breiteintern=size(vec);
breiteintern=breiteintern(1,2); // Feststellung der Länge von vec
diffvecmin=variance(vec)*10; // Anfangswert für Abweichung wird auf varianz*10 gesetzt
for nvec=1:breiteintern; // Suchen im vec nach dem nächsten Punkt
    valuevec=vec(1,nvec); // Läuft durch alle Punkte der Achse
    diffvec = abs(valuevec - disvalue);
    if diffvec < diffvecmin then
        diffvecmin=diffvec ;
        punkt=nvec;
    end
end
end
if diffvecmin>=0.05*abs(disvalue)&disvalue~=0 then
    warning('Abweichung vom Suchwert ist größer als 5%:
'+string(diffvecmin/abs(disvalue)*100)+'%');
end
endfunction
//-----

// Kurven-Fit für 2 Vektoren (Kurven)-----
function[intensneu,faktor]=curvefit(vec,achsevec,vectofit,achsevectofit)
//Normierung Daten-----
//Alles sollen Zeilenvektoren sein-----
// vec
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevec
achsevec=rvec(achsevec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// vectofit
vectofit=rvec(vectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevectofit
achsevectofit=rvec(achsevectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
//-----
// Plotten der ausgangsdaten-----
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 90 Intensität -----
xset('window',91); xbase(91); // Graphikfenster 90
//-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
// Anlegen der Kurve
[ok,startfit,stopfit,diffit,stepfit]=getvalue("Parameter",[ "Start:","Stop:","End-
Differenz:","Schrittweite:" ],list("vec",1,"vec",1,"vec",1),[ "500","600","0.001","0.1" ]);
// Finde die positionen-----
poststartvec=findposinvec(achsevec,startfit); // Position für start des fit in vec
poststopvec=findposinvec(achsevec,stopfit); // Position für stop des fit in vec
poststartvectfit=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
poststopvectfit=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
//-----
maxvectfit=max(vec(1,poststartvec:poststopvec));
posmax=findposinvec(vec,maxvectfit); // position des Maximums in vec (im fitbereich)
// Spline interpolation für Kalibrationslampe
spline = spline(wicallamp,intcallamp); // Spline wird berechnet
vectofitinter = interp(achsevec, achsevectofit,intcallamp, spline); // in intenscalinter gibt es
für jeden Punkt in xachsespek einen y Wert für die Kalibrationslampe
//-----
valuevectofit=vectofitinter(1,posmax); // Wert am Punkt zum Anlegen in vectofit
faktor=maxvectfit/valuevectofit; // faktor für multiplikation
vectofitinter=vectofitinter*faktor; // Normierung auf Maximum
vectofitneu=vectofit*faktor;
//-----
plot2d(achsevectofit,vectofitneu,style=-2);
plot2d(achsevec,vectofitinter,style=7);
plot2d(achsevec,vec,style=3);
//legends('Max-Norm Vectofit','Vectofit-neu';vec',[7,2,3],opt="ur");
//-----

//-----
// 2 Schritt: Skalierung der Intensität -----

faktory=1+stepfit; // Faktor mit dem hochskaliert wird
diffmin=10000;
//poststartvectfit=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
//poststopvectfit=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
anz=0; // Anzahl der Durchläufe der folgenden schleife
while diffmin>=0 // vectofit wird so lang hochskaliert, bis er (im zu betrachtenden Bereich) über
der Kurve von vec liegt
    vectofitinter=vectofitinter*faktory; // Intensität auf aktuellen Y Ausgangspunkt für den Fit
bringen
    diffmin=max(vec(1,poststartvec:poststopvec)-vectofitinter(1,poststartvec:poststopvec));
    mprintf('Min. Abstand vec1-vec2--> diffmin:\t %5.3f \n',diffmin);
    anz=anz+1;
end
faktor=faktor*faktory^anz; // Neuer Faktor
//mprintf('Vec2 anlegen an vec1--> startfit:\t %5.3f
\n',startfit);
//mprintf('Vec2 anlegen an vec1--> stopfit:\t %5.3f
\n',stopfit); //
//mprintf('Skalierungsfaktor um Maxima von Vektor2 auf
Vektor1 zu bringen:\t %5.3f \n',faktor); // Ausgabe faktor für anpassung der Maxima

```

```

\ 'n',diffmin);

//mprintf('Min. Abstand vec1-vec2--> diffmin:\t %5.3f

//intensneu=vectorfit; // Intensität(vectofit) neu skaliert
//pc.thickness=3; // Setzt linienstärke wieder auf ...
//plot2d(achsevectorfit,vectofit,style=7);
//plot2d(achsevectorfit,intensneu,style=2);

intensneu=vectorfinter;
xpoly([startfit startfit],[min(vec) max(vec)],'lines',2); // linker Punkt Fit
xpoly([stopfit stopfit],[min(vec) max(vec)],'lines',2); // rechter Punkt Fit
plot2d(achsevec,intensneu,style=2,rect=[min(achsevec) min(intensneu) max(achsevec)
max(intensneu)*1.3]);
legends(['Max-Norm Vectofit';'Datenpunkte-vectofit';'Vectofit-neu(interpol.);'vec'],[7,-
2,2,3],opt='ul');
//-----

endfunction
// Ende Kurven Fit-----

//-----
// Wellenlängen Kalibration
antwort3=0;
while antwort3~=1
    cmap=get(sdf(),'color_map'); // ? Initial Colormap
    xset('colormap',cmap); // Back to initial colormap
    xset('window',1);
    antwort2=0;
    while antwort2~=1,
        path1=xgetfile(title='Wo ist die Wellenlänge-Kalibration?'); // Wo ist das Bild
        image = imread(path1); // einlesendes Bildes
        delta=1000; // Startwert für Suche
        peaks=10;
        profil1 = sum(image,'r'); // Summe der einzelnen Spalten
        xbase(1); // bereinigt Fenster 1
        plot2d(profil1);
        antsmooth=0;
        antsmooth=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Smooth?']);
        if antsmooth==1 then
            gsmpara=6; // Sigma für den smooth
            profil1=gsm(profil1,gsmpara); // smooth
            xbase(1); // bereinigt Fenster 1
            plot2d(profil1);
        ,end
        [ok,findpeaks]=getvalue('Wieviele Peaks sollen bestimmt
werden?',["Peaks:","list","vec",1,,"5"]);
        while peaks>findpeaks
            [maxtab1, mintab]=peakdet(profil1, delta);
            xmax1=maxtab1(:,1);
            ymax1=maxtab1(:,2);
            peaks=size(xmax1);
            peaks=peaks(1,1);
            delta=delta+100;
        ,end
        plot2d(xmax1,ymax1,style=2);
        antwort2=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Sind das die gewünschten Peaks?']);
        try
            winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
        catch
            end
        , end ;

//ymax1=[365.01 404.66 435.85 546.08 578]; // [nm] Position der Peaks nach
Herstellerangabe(Ocean Optics)
xsoll=[365.01 404.66 435.84 546.08 578]; // [nm] Position der Peaks nach
Herstellerangabe(Ocean Optics)

//xbase(2); // bereinigt Fenster 2
xmax1=xmax1'; // mach aus einem Spaltenvektor einen Zeilenvektor
ymax1=ymax1';
if findpeaks==5 then
    xsoll=[];
    for i=1:findpeaks
        [ok,peakn]=getvalue('Welche Wellenlänge hat Peak Nummer
'+string(i)+'?',["Wellenlänge [nm]:","list","vec",1,,"500"]);
        xsoll(1,i)=peakn;
    ,end
    ,end
    xset('window',2);
    xbase(2); // bereinigt Fenster 2
    plot2d(xmax1,xsoll); // Wellenlängen über pixel --> sollte immer eine Gerade ergeben
    xtitle('Muß Gerade ergeben','Pixel','Wellenlänge');
    dave=0;
    for i=1:(findpeaks-1)
        dave = dave + (xsoll(1,(i+1))-xsoll(1,i))/(xmax1(1,(i+1))-xmax1(1,i));
    ,end
    dave=dave/(findpeaks-1); // Durchschnitt nm/Px

    maxy=max(ymax1); // der höchste Peak wird genommen
    peakref=vectorfind(ymax1,maxy,'c'); // position (nummer des peaks)
    start=xsoll(1,peakref)-(xmax1(1,peakref))*dave; // Anfang der xachse
    breite=size(image);
    breite=breite(1,2);
    stop=xsoll(1,peakref)+(breite-xmax1(1,peakref)+1)*dave; // Ende der xachse -->
    xmax1(1,3)+1 ist der Punkt neben den 335.84 nm , da diese Strecke ja zu den 435 nm addiert wird.
    //stop2=start+imsize*dave;
    xachsespek=linspace(start,stop,breite);
    //xachsespek2=linspace(start,stop2,imsize);
    xset('window',3);

    xbase(3); // bereinigt Fenster 3

    //Berechnen des Spektrums
    threshold=0; // Wert ab dem die Intensität nicht null gestzt wird
    posback=findposinvec(xachsespek,300); // Findet Position von 300 nm (bei 320nm sollte der
    untergrund schon anfangen wegen PCO-Cam-Empfindlichkeit)

    background=mean(profil1(1,1:posback)); // Hintergrund wird bis 300 nm berechnet

```

```

profil1=profil1-background; // abzug des untergrunds
for b=1:breite // Wenn die Werte kleiner-gleich als der Threshold sind werden Sie Null(oder
1 wegen--> div by zero...) gesetzt
    if profil1(1,b) <= threshold then profil1(1,b)=1 ,end;
, end;

xtitle('Spektrum Cal-2000','nm','Intensity');
plot2d(xachsespek,profil1,style=2);
plot2d(xachsespek,profil1,style=2);

// Kontrolle-----
// Neuer Suchlauf--> delta beibehalten geht nicht da durch den Untergrundabzug sich delta
änder kann um findpeaks zu finden.
delta=1000; // Startwert für Suche
peaks=10;
while peaks>findpeaks

    [maxtab2, mintab]=peakdet(profil1,delta,xachsespek);
    xmax2=maxtab2(:,1);
    ymax2=maxtab2(:,2);
    peaks=size(xmax2);
    peaks=peaks(1,1);
    delta=delta+100;
, end

    xmax2=maxtab2(:,1);
    xmax2=xmax2' // Ausgabe der gefundenen Positionen im erstellten WL-Vektor
    xsoll; // Kontrolle soll-ist
    abbs=xmax2-xsoll;
    // an die Peaks wird die Abweichung in nm geschrieben
    // xstring(maxtab2(1,1),maxtab2(1,2),[string(xsoll(1,1))+ ' nm '+string(abb(1,1))]);
    // xstring(maxtab2(2,1),maxtab2(2,2),[string(xsoll(1,2))+ ' nm '+string(abb(1,2))]);
    // xstring(maxtab2(3,1),maxtab2(3,2),[string(xsoll(1,3))+ ' nm '+string(abb(1,3))]);
    // xstring(maxtab2(4,1),maxtab2(4,2),[string(xsoll(1,4))+ ' nm '+string(abb(1,4))]);
    // xstring(maxtab2(5,1),maxtab2(5,2),[string(xsoll(1,5))+ ' nm '+string(abb(1,5))]);
    for i=1:findpeaks
        xstring(maxtab2(i,1),maxtab2(i,2),[string(xsoll(1,i))+ ' nm '+string(abb(1,i))]);
        mprintf('Abweichung der Punkte in [nm] \t %5.3f\n',abb(1,i));
    ,end

//-----

//-----
savew1='E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\W1-Kali.eps';
xs2eps(3,savew1);
antwort3=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Soll die Kalibration verwendet werden?']);
try
    winclose(antwort3); // schließt Dialogfenster
catch
    end
, end ;
xdel(1);xdel(2);xdel(3);

//=====
// Nur spektren Anzeigen?
// einfach=0;
// antwort2=0;
// einfach=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Nur einfach ein Spektrum anzeigen?']);
// if einfach==1 then
//     while antwort2==2
//         patheinfach=xgetfile(title='Wo ist das Spektrum?'); // Wo ist das Bild
//         image = imread(patheinfach); // einlesen des Bildes
//         profil= sum(image,'r'); // Summe der einzelnen Zeilen
//         xset('window',10);
//         xbase(10); // bereinigt Fenster 1
//         xtitle('Spektrum','nm','Intensity');
//         plot2d(xachsespek,profil,style=2);
//         antwort2=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Noch ein Spektrum anzeigen?']);
//         try
//             winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
//         catch
//             end
//         , end ;
//     , end
//

//=====
// Örtliche Kalibration -----
antwort3=0;
while antwort3~=1

    antwort2=0;
    while antwort2==1,
        xset('window',1);
        xbase(1); // bereinigt Fenster 1
        path2=xgetfile(title='Wo ist die Örtliche-Kalibration?'); // Wo ist das Bild
        image = imread(path2); // einlesendes Bildes
        delta=1000; // Startwert für Suche
        peaks=10;
        [ok,delta]=getvalue('Parameter',"Delta:","list","vec",1,,"10000");
        //dark = find(image>100); // Findet die Pixel >100
        profil2= sum(image,'c'); // Summe der einzelnen Zeilen
        profil2=profil2'; // Zeilenvektor
        profil2=mtlb_fliplr(profil2); // Dreht das Profil2
        xset('window',1);
        plot2d(profil2);
        antsmooth=0;
        antsmooth=x_choose(['Ja';'Nein'],[,'Smooth?']);
        if antsmooth==1 then
            gsmpara=6; // Sigma für den smooth
            profil2=gsm(profil2,gsmpara); // smooth

```



```

        xbase(1); // bereinigt Fenster 1
        plot2d(profil2);
    ,end
    while peaks>5
        [maxtab3, mintab]=peakdet(profil2, delta);
        xmax3=maxtab3(:,1);
        ymax3=maxtab3(:,2);
        peaks=size(xmax3);
        peaks=peaks(1,1);
        delta=delta+10;
    ,end
    plot(xmax3,ymax3);
    antwort2=x_choose(['Ja','Nein'],['Sind das die gewünschten Peaks?']);
    try
        winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
    catch
        end
    ,end ;

    xset('window',2);
    xmax3=xmax3'; // mach aus einem Spaltenvektor einen Zeilenvektor
    ymax3=[-10 -5 0 5 10]; // [mm] Position der Peaks auf Folie
    plot(xmax3,ymax3); // Wellenlängen über pixel --> sollte immer eine Gerade ergeben
    d12=(ymax3(1,2)-ymax3(1,1))/(xmax3(1,2)-xmax3(1,1));
    d22=(ymax3(1,3)-ymax3(1,2))/(xmax3(1,3)-xmax3(1,2));
    d32=(ymax3(1,4)-ymax3(1,3))/(xmax3(1,4)-xmax3(1,3));
    d42=(ymax3(1,5)-ymax3(1,4))/(xmax3(1,5)-xmax3(1,4));
    dave2=(d12+d22+d32+d42)/4

    start2=ymax3(1,3)-(xmax3(1,3))*dave2; // Anfang der xachse
    imsize=size(image);
    imsize=imsize(1,1);
    stop2=ymax3(1,3)+(imsize-xmax3(1,3))*dave2; // Ende der xachse --> xmax(1,3)+1 ist der
Punkt neben den 335,84 nm, da diese Strecke ja zu den 435 nm addiert wird.
    yachsespek=linspace(start2,stop2,imsize);
    xset('window',3);
    xtitle('Örtliche Kalibartion','nm','Intensity');
    plot2d(yachsespek,profil2);

    // Kontrolle-----
    [maxtab4, mintab]=peakdet(profil2,delta,yachsespek);
    xmax4=maxtab4(:,1);
    xmax4=xmax4'; // Ausgabe der gefundenen Positionen im erstellten Vektor
    abb2= xmax4-ymax3;
    mprinttf('Abweichung der Punkte in [nm] \t %5.3f %5.3f %5.3f %5.3f %5.3f %5.3f\n',abb2(1,1),abb2(1,2),abb2(1,3),abb2(1,4),abb2(1,5));
    //-----

    antwort3=x_choose(['Ja','Nein'],['Soll die Kalibration verwendet werden?']);
    try
        winclose(antwort3); // schließt Dialogfenster
    catch
        end
    ,end ;
    saveort = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Ört-Kali.eps';
    xs2eps(3,saveort);
    xdel(1);xdel(2);xdel(3)
    //-----
    // Absolute Kalibration-----
    ---

    antwort3 = 0;
    antwelche=0;
    while antwort3~=1

        antwort2 = 0;
        while antwort2~=1,
            antwelche=x_choose(['HL 2000 Cal','Osram W17'],['Welche Lampe wurde
verwendet?']);
            path3=xgetfile(title='Wo ist die Absolute-Kalibration?'); // Wo is das Bild
            image = imread(path3); // einlesen des Bildes
            sizeimage=size(image);
            hoehe=sizeimage(1,1);
            breite=sizeimage(1,2);
            //Berechnen des Spektrums
            threshold=0; // Wert ab dem die Intensität nicht null gesetzt wird
            posback=findposivec(xachsespek,300); // Findet Position von 300 nm (bei 320nm sollte
der untergrund schon anfangen wegen PCO-Cam-Empfindlichkeit)

            // ROI auswählen
            maximage=max(image); // Maximum in der Matrix Image
            xset('window',5);xbasc(5);
            xset('colormap','graycolormap(maximage)); //
            Matplot(image); // Anzeigen des Bildes

            // Bereiche definieren aus denen Spektren errechnet werden
            [ok,startvalue1,stopvalue1]=getvalue('Bereiche der Spektren Y von oben nach unten
Eingeben --> z.B. 1000-800?',['Anfang:','Ende:'],list('vec','1','vec',1),['1000','400']);
            //-----
            cmap=get(sdf), "color_map") ; // ? Initial Colormap
            xset("colormap",cmap); // Back to initial colormap
            xset("color",5);

            xpoly([0 breite],[startvalue1 startvalue1], 'lines',1); // linie startvalue1
            xpoly([0 breite],[stopvalue1 stopvalue1], 'lines',1); // linie stopvalue1
            startvalue1 = hoehe-startvalue1; // Matplot hat nicht die richtige Y achse!!
            stopvalue1 = hoehe - stopvalue1; //Matplot hat nicht die richtige Y achse!!
            //-----

            profil3= sum(image(startvalue1:(stopvalue1),:),Y');
            //profil3= sum(image,Y'); // Summe der einzelnen Spalten
            background=mean(profil3(1,1:posback)); // Hintergrund wird bis 300 nm berechnet
            profil3=profil3-background; // abzug des untergrunds
            for b=1:breite // Wenn die Werte kleiner-gleich als der Threshold sind werden Sie
Null(oder 1 wegen--> div by zero...) gesetzt
                if profil3(1,b) <= threshold then profil3(1,b)=1 ,end;
            ,end;
            xset('window',1);

            xbase(1); // bereinigt Fenster 1
            xtitle('HL-2000 Cal','nm','Intensity');
            plot2d(xachsespek,profil3);
            antwort2=x_choose(['Ja','Nein'],['Soll dieses Bild benutzt werden?']);
            try
                winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
            catch
                end
            ,end ;
            xdel(1);
            xset('window',2);
            xset('window',2);
            xbase(2); // bereinigt Fenster 2
            xtitle('HL-2000 Cal','nm','Intensity');
            plot2d(xachsespek,profil3)
            // Ohne kosinus Korrektur-----
            //wcallamp=[300 310 320 330 340 350 360 370 380 390 400 420 440 460 480 500 525 550
575 600 650 700 750 800 850];
            //intcallamp=[2.5431E-3 1.9968E-3 2.8804E-3 2.9665E-3 3.8126E-3 3.9940E-3 4.3981E-3
4.9932E-3 6.4821E-3 7.9440E-3 1.0159E-2 1.5533E-2 2.3393E-2 3.2985E-2 4.4712E-2 6.0178E-2
2.83657E-2 1.1366E-1 1.5012E-1 1.9336E-1 2.9075E-1 4.0385E-1 5.9655E-1 8.1755E-1
1.0579];
            //-----
            // Mit kosinus Korrektur-----
            wcallamp=[300 310 320 330 340 350 360 370 380 390 400 420 440 460 480 500 525 550
575 600 650 700 750 800 850];
            intcallamp=[1.3278E-1 1.0693E-1 2.1136E-1 1.7010E-1 1.9134E-1 2.4816E-1 3.2415E-1
4.0253E-1 5.2602E-1 6.5637E-1 8.5404E-1 1.3303 1.9912 2.8672 3.9262 5.2626 7.2873 9.7113
1.2587E+1 1.5812E+1 2.2963E+1 3.1827E+1 4.6751E+1 6.3243E+1 8.1248E+1];
            //-----

            if antwelche==2 then
                pathlampfile=xgetfile(title='Wo ist das Lamp-File der W17?');
                // Einlesen des Lampenfiles (Osram W17)-----
                [matrixlamp,txtlamp]=fscanfMat(pathlampfile); // Einlesen der Matrix und text
                abspalten
                wcallamp=matrixlamp(:,1); // Spaltenvektor-Wellenlängen des Lampenfiles
                wcallamp=wcallamp'; // --> Zeilenvektor
                intcallamp=matrixlamp(:,2); // Intensität des Lampenfiles
                intcallamp=intcallamp'; // --> Zeilenvektor
                // Achtung! Lampenfile(Osram W17) und HR4000 haben unterschiedliche Abstufungen
                in der Wellenlänge
                ,end

                [intenscalinter,faktor]=curvefit(profil3,xachsespek,intcallamp,wcallamp);
                intcallamp=intcallamp*faktor; //
                // Berechnen von zwischenwerten wegen der schlechten auflösung im Kalibrations-file der
                HL2000CAL von Ocean Optics
                //spline = spline(wcallamp,intlampneu); // Spline wird berechnet
                //intenscalinter = interp(xachsespek, wcallamp,intlampneu, spline); // in intenscalinter gibt es
                für jeden Punkt in xachsespek einen y Wert für die Kalibrationslampe
                korrvect = intenscalinter./profil3; // Korrekturvektor
                posshit = findposivec(xachsespek,370); // Findet die Position für 370nm in xachsespek
                posendcam= findposivec(xachsespek,320); // Findet die Position für 320nm in xachsespek
                (Ende PCO1600)
                korrvect(1,1:posshit) = korrvect(1,(posshit+1)) // alle Werte für den Bereich kleiner gleich
                370nm werden auf den "letzten" guten Wert gesetzt
                profil3neu=profil3.*korrvect;
                maxprof3= max(profil3);
                maxposlamp= findposivec(xachsespek,850);
                maxlamp=intenscalinter(1,maxposlamp);
                xset('window',3);
                xbase(3); // bereinigt Fenster 3
                xtitle('Abs.-Kalibration','nm','Intensity');
                plot2d(xachsespek,profil3,style=1,rect=[290,0,850,maxlamp*1.2]);
                //plot2d(xachsespek,intenscalinter,style=7,rect=[290,0,850,maxlamp*1.2]);
                plot2d(wcallamp,intcallamp,style=2);
                plot2d(xachsespek,profil3neu,style=3,rect=[290,0,850,maxlamp*1.2]);
                xpoly([370 370],[0 maxprof3], 'lines',7); // linie ab der die intensität nicht mehr richtig
                korrigiert wird
                xpoly([320 320],[0 maxprof3], 'lines',7); // linie Ende PCO 1600
                legend('Gemessen','HL2000cal','Korrigiert','pos=2);
                // Schwarzer körper?--> nein--> emissivität ändert sich wahrscheinlich mit er wellenlänge
                c=299792458; // [m/s]
                h=6.62607E-34; // [J/s]
                k=1.38065E-23; // [J/K]
                a=28E+20; // Emissivität
                t=3000; // Temp in °K
                y2=[];
                nm=[300:900];
                nmsize=size(nm);
                nmsize=nmsize(1,2);
                for m=1:nmsize
                    y2(1,m)=a*8*%pi*h/(nm(1,m)*1E-9)^3*1/(%e^h/(h*c/(nm(1,m)*1E-9*k*t))-1);
                ,end

                plot(nm,y2)
                legend('Gemessen','HL-2000-Cal','Korrigiert','black-body@3000°K','pos=2);
                saveabbs = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Abs-Kali.eps';
                xs2eps(3,saveabbs);
                //-----

                antwort3=x_choose(['Ja','Nein'],['Soll die Kalibration verwendet werden?']);
                try
                    winclose(antwort3); // schließt Dialogfenster
                catch
                    end
                ,end ;

                xdel(1);xdel(2);xdel(3) ;xdel(5)

                //-----
                // Spektren vergleichen

                antwort3 = 0;
                while antwort3~=1
                    cmap=get(sdf), "color_map") ; // ? Initial Colormap
                    xset("colormap",cmap); // Back to initial colormap
                    path4=xgetfile(title='Wo ist das Spektrum?'); // Wo is das Bild
                    image = imread(path4); // einlesen des Bildes

```

```

korrigiert wird
xpoly([320 320],[0 innenmax],lines',7); // linie Ende PCO 1600
xstring(300,innenmax*1.1,['Von y-Px + string(startvalue1)'+ 'bis '+ string(stopvalue1)]);
legend('Spektrum-Innen','Spektrum-Innen-Roh',pos=1);
xtitle('Spektrum-Innen','hm','Intensity');

```

A.6 Programm3: Zur Auswertung der Leuchtflecke

```

// Auswertung von Bilderserien bezüglich ihrer Helligkeitsabnahme im X-Profil und
// der dadurch auftretenden Verzerrung des X-Profiles
// Es wird auch die ImageToolBox SIP benötigt

//===== Funktionsdefinition
=====
function [skalar]=str2skal(vari)
// ----- handgeschriebene string2num für bel. Variablen -----
skalar=0; // wird auf 0 gesetzt
vari=str2code(vari);
groesse=size(vari); // Anzahl der Spalten des Vektors vari
groesse=groesse(1,1);
exponent=exponent-1; // Exponent für die Berechnung
for n=1:groesse,
    skalar=skalar + vari(n,1)*10^(exponent);
end; // vari ist jetzt ein Skalar

//=====
endfunction

function [ort]=weeterspringen(pfad)
//===== Weeterspringen von Bild zu Bild
=====
//----- Eine Datei mit dem Ort pfad ist eingelesen-----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...).bmp
// ----- der Dateiname und die Endung steht
name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
index1 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
index2 = strindex(pfad,'.'); // Orte an denen '.' auftaucht
s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen '.' auftaucht
index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
// ----- Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateieindung
px = strsplit(pfad,index1:index2); // Aufsplitten des Pfades
zeile = vectorfind(px,name,'r') //In welcher Zeile steht der Dateiname
zahl= str2skal(px(zeile,1)) //Umwandlung vom 'Dateinamen'(z.B '0')in Code
zahl= zahl+1; // Erhöhen des Dateinamens um 1
zahl= string(zahl); // wieder in 'Dateinamen' [String] umwandeln
px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad
(Spaltenvektor)
ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...1.bmp

//=====
endfunction

function [imageintern,pathintern,hoehelntern,breitelntern,profilintern,xachseintern]=
start(pathintern,maskintern,roiintern)
//----- Bild einlesen -----
// Es können auch Lücken in der Nomenklatur auftreten, solange sie kleiner als 1000 sind.
dead = 0; // Variable für die Größe der Lücke in der Nomenklatur zwischen zwei Bildern
fehler = 1; // Fehler im Dateinamen muß für ersten Schleifendurchlauf gesetzt sein
while dead <= 100 & fehler == 1, //Schleife für das Überspringen von Lücken in der Nomenklatur
    fehler = 0; // Zurücksetzen des Fehlers
    try // Pfad könnte fehlerhaft sein
        imageintern = imread(pathintern)
    catch
        fehler = 1; // Fehler im Dateinamen
        dead = dead+1; // Schleifenvar. für die Größe der Lücke in der Nomenklatur
    end;
    pathintern=weeterspringen(pathintern); // Weeterspringen von Bild zu Bild
    if dead == 100 then
        error('Nomenklaturlücke >100 oder falscher Pfad!');
        break; // Abbruch wenn 1000
    end;
end;
//----- ROI für jedes Bild der Sequenz -----
if roiintern == 1 then
    imageintern = imageintern.*maskintern; // Übernimmt die Maske für jedes Bilde der
end; // Sequenz, wenn roi=1 ist
//=====
if xprofil==1 then
    // X Profil -----
    //----- Bild Größe definieren-----
    s = size(imageintern); // Größe des Bildes
    hoeheintern = s(1,1); // Höhe des Bildes
    breiteintern = s(1,2); // Breite des Bildes
    //----- X - Profile errechnen-----
    xachseintern = [1:breiteintern]; // X-Achse ohne mm Einteilung
    profilintern = [1:hoeheintern]; // Vektor für das X - Profil / muß für die Y - Projektion...
    profilintern = sum(imageintern,'r'); // Summe der einzelnen Spalten / ...auskommendiert
    werden
    //=====
    else
        //===== Wenn die Y-Projektion gerechnet werden soll
        // Höhe und breite werden getauscht
        s = size(imageintern); // Größe des Bildes
        hoeheintern = s(1,2); // Höhe des Bildes
        breiteintern = s(1,1); // Breite des Bildes
        //----- Y - Profile errechnen-----
        xachseintern = [1:breiteintern]; // X-Achse ohne mm Einteilung
        profilintern = [1:hoeheintern]; // Vektor für das X - Profil / muß für die Y - Projektion...
        profilspalte = sum(imageintern,'c'); // Summe der einzelnen Spalten (reihenweise) ergibt
        Spaltenvektor
        gr= size(profilspalte); // Größe des Vektors profilspalte
        // Aus dem Spaltenvektor soll ein Zeilenvektor werden
        gr=gr(1,1);
        expo=gr; // Exponent für die Berechnung
        for n=1:gr,
            profilintern(1,n)=profilspalte(n,1);
        end; // Profil ist jetzt ein Zeilenvektor
    end;
end;

```

```

//-----
profilintern = profilintern/hoeheintern-1; // Normierung auf den Durchschnittswert -1
// Die -1 deshalb weil -> Matrixelemente des Bildes haben die Werte => 1-256
// Bei einer ROI entstehen Nullen im Profil. Durch die -1 entstehen neg. Werte
// threshold gibt die Möglichkeit die Profile erst ab einem gewissen Wert auszuwerten
if roiintern == 1 then // Die neg. Werte werden durch 0 ersetzt
    for b=1:breiteintern
        if profilintern(1,b) < threshold then profilintern(1,b)=0; end;
    end;
end;
//-----
endfunction

function [myintern,sigmaintern,skewintern,skew2intern,skew3intern,skew4intern,skew5intern,kurt
ointern,kurto2intern,kurto3intern,kurto4intern,kurto5intern]=
moments(profilintern,xachseintern,breitelntern,sumyintern)
//===== Statistik und 3 Sigma Bereich =====
// - Von dem Profil wird Sigma und verschiedene µ berechnet (µi=i-tes Moment)
// - Vom Schwerpunkt des Profils ausgehend, werden +- 3 Sigma festgelegt
//----- 1. stat. Moment Erwartungswert µ (my) -----
myintern=0;
for k=1:breiteintern,
    myintern = myintern + profilintern(1,k)*xachseintern(1,k);
end;
myintern=myintern/sumyintern;
// µ = My (Erwartungswert)
//----- Sigma = Sqrt( 2. statistisches Moment(gewichtet, zentral) )= Sqrt(Varianz) -----
sigmaintern=0;
for k=1:breiteintern,
    sigmaintern = sigmaintern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^2 //
Berechnung sigma noch nicht fertig
end;
sigmaintern = sqrt(sigmaintern/sumyintern); // Sigma
//----- Skewness -----
skewintern=0;
for k=1:breiteintern,
    skewintern = skewintern + profilintern(1,k)*((xachseintern(1,k)-
myintern)/sigmaintern)^3 // Berechnung skew noch nicht fertig
end;
skewintern=skewintern/sumyintern; //
//----- Verlauf von Skewness -----
//-----
// Test ob Skew eine reine Funktion von Sigma ist-----
// Nur Zähler
skew2intern=0;
for k=1:breiteintern,
    skew2intern = skew2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^3; //
Berechnung nur Zähler Skewness
end;
skew2intern=skew2intern/sumyintern;
// Nur Nenner
skew3intern=(sigmaintern)^3; // Berechnung nur Nenner Skewness
// Zähler durch Nenner
skew4intern = skew2intern/skew3intern; // Skewness wie oben (sollte)
// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
skew5intern = skewintern-skewintern; // differenz der beiden
//-----
//--- Kurtosis -----
kurtointern=0;
for k=1:breiteintern,
    kurtointern = kurtointern + profilintern(1,k)*((xachseintern(1,k)-
myintern)/sigmaintern)^4 // Berechnung kurto noch nicht fertig
end;
kurtointern=kurtointern/sumyintern - 3; //
//----- Verlauf von Kurtosis -----
//-----
// Kurtosis vergleiche-- Test ob Kurt eine reine Funktion von Sigma ist
// Nur Zähler
kurto2intern=0;
for k=1:breiteintern,
    kurto2intern = kurto2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^4; //
Berechnung nur Zähler Kurtosis
end;
kurto2intern=kurto2intern/sumyintern;
// Nur Nenner
kurto3intern=(sigmaintern)^4; // Berechnung nur Nenner Kurtosis
// Zähler durch Nenner
kurto4intern = kurto2intern/kurto3intern - 3; // Kurtosis wie oben (sollte)
// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
kurto5intern = kurto4intern-kurtointern; // differenz der beiden
//-----
endfunction

function [mask]=maskmaker(path,roi,oldroi)
antwort2 = 0;
if roi == 1 then
    if oldroi == 0 then
        while antwort2==1,
            [image] = imread(path); // einlesendes Bildes
            xset('window',0); xasc(0); // bereinigt Fenster '0'
            mapx = imfindobj(image); // Informationen über Bild
            map = mapx(9) // Extraktion der Bildtiefe
            hoehe=mapx(6); // Höhe des Bildes
            breite=mapx(5); // Breite des Bildes
            imshow(image,graycolormap(map)); // Anzeigen des Bildes
        end;
    end;
end;

```

```

[ok,grenzwert]=getvalue("Was ist der Grenzwert?",[Pix-value [0-
255]],list('vec',1),[50]);
//grenzwert=130;
mask = imroi(image,'ellipse'); // ROI auswählen ...
//Blendsprung Problembhebung
for y=1:hoehe
    for x=1:breite
        if image(y,x)<grenzwert then mask(y,x)=0; end
    ,end
end
//-----
xset('window',33); xbas(33);
maskshow=mask.*mask;
//maskshow=mask*100; // zum anzeigen
//maskshow=maskshow+image;
//maxmaskshow=max(maskshow);
//faktormask=map/maxmaskshow; // um wieder in die Map zu passen wird der fakto
berechnet
//maskshow=maskshow*faktormask;
imshow(maskshow,graycolormap(map));
xset('window',44); xbas(44);
Matplot(maskshow);
mapsave=graycolormap(map);
for y=1:hoehe
    for x=1:breite
        if maskshow(y,x)==0 then maskshow(y,x)=1; end
    ,end
end
maskshow=ind2rgb(maskshow,mapsave);
imwrit(maskshow,E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe
SciLab\mask.bmp');
antwort2=x_choose(['Ja';'Nein';'Abbruch'],[Soll die angegebene ROI verwendet
werden?]);
if antwort2==3 then abort; end
try
    winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
catch
end
xdel(0); // schließt Fenster für ROI
xdel(33); // schließt Fenster für maske
xdel(44); //
end;
end;
end;
if roi==0 then //Falls keine ROI benötigt wir erwartet die
mask=0; // 'start'-routine doch die Variable roi
end;
endfunction

```

```

//=====
=====

```

```

clc(); // clears Command Window

```

```

indir = pwd() // Aktuelles Verzeichnis erfragen
gstacksize(40000) // Gobal Voreinstellung: 11.000
stacksize(6000000); // Stacksize Voreinstellung: 30.000.000
lines(500); // Ganz wichtig für --> More (y or n) ? Ah! wir jetzt von ner Schleife erschlagen
sip_quiet(); // shut up!

```

```

//----- Bild Dateien-----
// Eingabeschema
// serie... = ['1' '2' '3' '4' '5' '6' '7' '8' '9']
// 1 = Pfad ink. \0.bmp
// 2 = Anzahl der Bilder im Ordner
// 3 = Anzahl der X-Profil Kurven
// 4 = Schrittweite zwischen den Kurven
// 5 = Soll eine ROI benutzt werden? ja=1 nein=0
// 6 = ROI von der vorherigen Serie beibehalten ja=1 nein=0
// 7 = Blende 1=5,6(3,5V) 2=8(3,25V) 3=11(3,0V) 4=16(2,75V)
// 5=25(2,5V) 6=38(2,25V) 7=50(2,0V) 8=70(1,75V) 9=close(1,5V) 10=gain
speziefisch 11=-2*close(1,5V)
//
// Mevis2516 --> 1=85 2=73 3=62 4=52 5=39 6=26 7=14 8=11
//
// 8 = Material
// 9 = Datum an dem die Serie entstanden ist

```

```

//=====
=====
// 2007
// ----- Mo 27.08.07 AI2O3 -----
// serie1 = [F:\.....\1\0.bmp' '100' '4' '20' '1' '0' '3' 'AI2O3' '27.08.10'];

```

```

//----- Bild Dateien-----
// Eingabeschema
// serie... = ['1' '2' '3' '4' '5' '6' '7' '8' '9']
// 1 = Pfad ink. \0.bmp
// 2 = Anzahl der Bilder im Ordner
// 3 = Anzahl der X-Profil Kurven
// 4 = Schrittweite zwischen den Kurven
// 5 = Soll eine ROI benutzt werden? ja=1 nein=0
// 6 = ROI von der vorherigen Serie beibehalten ja=1 nein=0
// 7 = Blende 1=5,6(3,5V) 2=8(3,25V) 3=11(3,0V) 4=16(2,75V)
// 5=25(2,5V) 6=38(2,25V) 7=50(2,0V) 8=70(1,75V) 9=close(1,5V) 10=gain
speziefisch 11=-2*close(1,5V)
//
// Mevis2516 --> 1=85 2=73 3=62 4=52 5=39 6=26 7=14 8=11
//
// 8 = Material
// 9 = Datum an dem die Serie entstanden ist
//-----

```

```

//----- Beispiel zum Vergleich der Serien-----
// allpaths = [serie...serie...serie...serie...serie...serie...]
// Die Serien werden nach ihrer Abfolge in allpaths nach durchnummeriert
// Die erste Serie in allpaths bekommt die 1 die zweite die 2.....
//
// vergleich = [1 2 3 4 5 0 6 0 0] --> nicht :0 0 6 schreiben, da von der ersten Stelle das
Material bestimmt wird!
//
// 1 2 3
// 4 5 0
// 6 0 0
//
// In der Matrix 'vergleich' werden die Serien einer Zeile aneinander gehängt
// die einzelnen Zeilen werden dann miteinander verglichen
// Da die Dimensionen konstant bleiben müssen, werden die Lehrstellen mit null aufgefüllt
// Im Beispiel werden die Serien 1+2+3 mit 4+5 und 6 verglichen

```

```

//===== Zu bearbeitende Serien
=====
allpaths = [serie215;serie216;serie217]; //
//!! Welches Objekt!!! --> blendenvec = xxxxx
//!! Welches Objekt!!! --> blendenvec = xxxxx
vergleich = [1;2;3]; // Zu vergleichende Serien in allpaths
//===== [mask]=mask
maker(path,roi,oldroi)======

```

```

//---- Abfrage: Welches Profil soll gerechnet werden -----
xprofil=0;
while xprofil~=1&xprofil~=2, // Solange keine Auswahl getroffen ist, wiederholen
    xprofil=x_choose(['X-Profil';'Y-Profil'],[Welche Projektion soll gerechnet werden?]);
    , end;
    winclose(xprofil); // schließt Dialogfenster
//-----
if xprofil==1 then xy='X'; else xy='Y'; end; // String, welche Projektion wird gerechnet

```

```

//---- Abfrage: Sollen alle Profildaten abgespeichert werden-----
antwort1=0;
while antwort1~=1&antwort1~=2, // Solange keine Auswahl getroffen ist, wiederholen
    antwort1=x_choose(['Nein';'Ja'],[Sollen die Profildaten jedes Bildes abgespeichert
werden?]);
    , end;
    winclose(antwort1); // schließt Dialogfenster
//-----

```

```

//===== Genauigkeit =====
format('v',15); // Format der Zahlen (Genauigkeit)
//=====

```

```

//---- Aufbereitung der Matrix allpaths -----
sizevec = size(allpaths); // Größe des Matrix allpaths
anzahl = sizevec(1,1); // Anzahl der Serien die in allpaths stehen
//-----

```

```

//====Berechnung für
Waitbar=====
total=0; // Bilder die insgesamt zu bearbeiten sind
status=0; // Schon bearbeitete Bilder
fraktion=0; // Bruch der den momentanen Stand repräsentiert
for m=1:anzahl
    bilder=str2skl(allpaths(m,2)); // Anzahl der Bilder im Ordner --> skalar
    total = total + bilder; // Bilder die insgesamt zu bearbeiten sind
end;
//=====

```

```

//===== Teilchenzahlen und avg. ppp

```

```

antwortstrom=x_choose(['Ja';'Nein'],[Soll eine Teilchenzahlkorrektur für die Light Yield
durchgeführt werden?]);
if antwortstrom==1 then
    [ok,z.dunkel]=getvalue("Parameter: ",["Charge of
ion:","Dunkelpulse:"],list("vec",1,"vec",1),["10","24"]);
    teilchenvec=[1:total]; // Vektor für die teilchenzahlen
    bild=1; // Position der aktuellen teilchenzahl im vektor teilchenvec
    for m=1:anzahl
        path = allpaths(m,1); // Pfad zum ersten Bild im aktuellen Ordner
        pathtxt = strsubst(path,'.bmp','.txt'); // Macht aus .bmp --> .txt
        bilder=str2skl(allpaths(m,2)); // Anzahl der Bilder im Ordner --> skalar
        qe=1.60218E-19 // Elementarladung in Coulomb
        maxfreq=8E6; // Maximalfrequenz des U/F Wandlers
        trafo=[0.1 0.01 0.001 0.0001 0.00001]; // Messbereiche in Amper

```

```

for i=1:bilder
    mtxt=read(pathtxt,2,1,'e10.0,e10.0'); // Einlesen der Matrix
    counts=mtxt(1,1); // counts
    rangetrafo=mtxt(2,1); // Messbereich
    mess=trafo(1,rangetrafo); //Messbereich in A
    teilchen=(counts-dunkel)*mess/(maxfreq*z*qe);
    teilchenvec(1,bild) = teilchen;
    pathtxt=weilerspringen(pathtxt);
    bild = bild+1; // inkrement 1 für vektor teilchenvec
end

```

```

end
schwerpunkt = mean(teilchenvec);
abweichung = nanstdev(teilchenvec);
mprintn(Durchschnittliche Teilchenzahl \t % 1.4e \n,schwerpunkt); //
mprintn(Standardabweichung \t % 1.4e \n,abweichung); //
antwortweiter=0;
antwortweiter=x_choose(['Ja';'Nein'],[Weiter?]);
if antwortweiter==2 then abort; end;
ppp = schwerpunkt; // ppp ist jetzt der Durchschnittswert
else
    ppp=1; // oder 2E10
end
//=====
=====

```

```

mask=maskmaker(path,roi,oldroi);

//===== Auswertung startet =====
for aeussereSchleife=1, // Ganz wichtig für --> More (y or n) ?
for m=1:anzahl ,

//---- Auslesen von Pfad, Bilder, Kurven,Schritt,... aus der Matrix allpaths---
path = allpaths(m,1) ; // Pfad zum ersten Bild im aktuellen Ordner
bilder=str2skal(allpaths(m,2)); // Anzahl der Bilder im Ordner --> skalar
kurven=str2skal(allpaths(m,3)); // Anzahl der X- Kurven --> Skalar
schritt=str2skal(allpaths(m,4)); // Schrittweite der X - Kurven --> Skalar
roi = str2code(allpaths(m,5)); // ROI benutzen ja,nein
oldroi = str2code(allpaths(m,6)); // ROI beibehalten ja,nein
irisspg=str2skal(allpaths(m,7)); // Spannung an der Isis => blendenvec --> Skalar
mat = allpaths(m,8); // Material der Serie
datum = allpaths(m,9); // Datum der Messeihe

//-----

//-- Einstellungen für das Grafikfenster 1 Profile -----
xset('window',1); xbascc(1); // Graphikfenster 1
//--- Größe, usw... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=4; //2
tc=a.title;
tc.font_size=4; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=4; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=4; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=4; //3
//-----
xset('xsize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdm',1000,800); // Fenstergröße
title( xy + 'Profiles ' + mat + ' ' + datum, 'Position [mm]', 'Intensity [arb.
u.]' boxed=0);
//-----

//----- Initialisierung einiger Vektoren -----
// Helligkeitsfaktor für die Irsi-Einstellung(Spannung)[3.5V 3.25V 3V 2.75V 2.5V
2.25V 2V 1.75V 1.5V]
// Normierte Grauwerte [3.12 1.924 1.16 0.7083 0.4213 0.2323 0.1163 0.04626 0.0175]
look = 3; // Anzahl der Bilder die in Folge einer Stromschwankung überprüft werden
sollen um auszuschließen
//, das es sich nicht um den tatsächlichen Kurvenverlauf handelt
//blendenvec = [1 1.62 2.69 4.405 7.406 13.431 26.827 67.444 178.29 258]
//Christiane
blendenvec = [1 1.46 2.46 4.15 6.89 12.75 25.45 65.80 175.86 258 350.58] ;//
Beamspot-simulator ~5% Fehler
//blendenvec = [1 2.104 4.243 8.821 18.91 42.25 89.32 199.6] ;// Mevis2516
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
farbvec = [1 2 5 3 6 4 32 22 14 28] ;// Auswahl an Farben für die Kurven
intensitaet=[1:bilder] ;// Initialisierung des Intensitätsvektors
pixlemm = 10 ; // Variable für Pixle pro mm
sigmavec = [1:bilder] ;// Initialisierung des Sigmavektors
skewvec = [1:bilder] ;// Initialisierung des Skewness-vektors
skewcomp1 = [1:bilder] ;// Vergleich ob Skewness f(sigma) ist --> nur Zähler
skewcomp2 = [1:bilder] ;// Vergleich ob Skewness f(sigma) ist --> nu Nenner
skewcomp3 = [1:bilder] ;// Vergleich --> Skewness aus Zähler und Nenner
skewcomp4 = [1:bilder] ;// Vergleich --> Skewness(aus Zähler und Nenner) -
Skewness(komplett)
kurtovec = [1:bilder] ;// Initialisierung des Kurtosis-vektors
kurtocomp1 = [1:bilder] ;// Vergleich ob Kurt f(sigma) ist --> nur Zähler
kurtocomp2 = [1:bilder] ;// Vergleich ob Kurt f(sigma) ist --> nu Nenner
kurtocomp3 = [1:bilder] ;// Vergleich --> Kurtosis aus Zähler und Nenner
kurtocomp4 = [1:bilder] ;// Vergleich --> Kurtosis(aus Zähler und Nenner) -
Kurtosis(komplett)
bilderachse=[1:bilder]*ppp// Initialisierung des Achsenvektors mit ppp
kurvenvar = 1; // Variable zum X - Profil --> Kurvenzeichnen
profmmax = 1 ; // Maximalwert der X - Profile
intfirst = 0; // Anfangsintensität
intlast = 0; // Endintensität
sigmax = 0; // Maximales Sigma
sigmin = 2000; // Minimales Sigma
sigmaxfirst = 0; // Anfangssigma
sigmaxlast = 0; // Endsigma
ypos = 1 ; // Höchster Wert im aktuellen Profil u. Textposition y
ypos2 = 1 ; // Position für Text
xpos = 1 ; // Textposition X
aveback = 0; // Durchschnittlicher Untergrund außerhalb der 3 Sigma
backmax = 0; // Maximum Untergrund
dotlave = 0; // Mitterwert linker Punkt der 3 Sigma
dotrave = 0; // Mitterwert rechter Punkt der 3 Sigma
dotrhi = 0; // Höchster Wert für den rechten Punkt der 3 Sigma
dotrlo = 2000; // Niedrigster Wert für den rechten Punkt der 3 Sigma
dotlhi = -2000; // Höchster Wert für den linken Punkt der 3 Sigma
dotllo = 2000; // Niedrigster Wert für den linken Punkt der 3 Sigma
myerste=0; // Erstes my in einer Serie zur verschiebung des Nullpunktes
myave = 0; // Durchschnittlicher Wert von my
myhi = 0; // Höchster Wert für my
mylo = 2000; // Niedrigster Wert für my
sigverg = 0; // Vergleichsvektor für Sigma
intverg = 0; // Vergleichsvektor für Intensität
skewverg = 0; // Vergleichsvektor für Skewness
kurtoverg = 0; // Vergleichsvektor für Kurtosis
outshone = 0; // Anzahl der überstrahlten Bilder einer Serie
nix = 0 // Völlig überstrahlte Bilder
schwarz = 0; // Anzahl der schwarzen Bilder
dunkel = 0; // Anzahl der zu dunklen Bilder
sumyold = 0; // Vergleichsvariable um Starke Stromschwankungen abzufangen
schwank = 0; // Anzahl der Stromschwankungen in einer Serie
bilder2 = bilder; // Reale Anzahl der bearbeiteten Bilder, verschieden von bilder durch
schwarze Bilder und Stromschwankungen
grenze=3; // Grenzwert für die Berechnung von Stromschwankungen
threshold=0; // Grenzwert für die Berücksichtigung in der Auswertung, muß
mindestens >=0 sein
faktormax=0; // Kontrollwerte die zum schluss ausgegeben werden
faktormin=1; // Kontrollwerte die zum schluss ausgegeben werden
//-----

//ROI

mask=maskmaker(path,roi,oldroi);

//-----
xset('window',1); // Aktives Fenster = 1
blende = blendenvec(1,irisspg) ;// Auswahl des Helligkeitsfaktors
for i=1:bilder,
diary('E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\scilab-
session.txt'); // ab hier wird mitgeschrieben
//===== Genauigkeit
format('v',15); // Format der Zahlen (Genauigkeit)

//=====
pathtxt = strsubst(path,'.bmp','.txt') ;// Macht aus .bmp -->
.txt!!!!!! muss hier stehen! Funktion start herhöht den Pfad schon +1
//----- Bild einlesen
[image,path,hoehc,breite,profil,xachse]=start(path,mask,roi) ;//
Siehe Funktion oben
//----- Ist das Bild Überstrahlt? -----
sizebright = 0;
bright = find(image>=255); //Findet die überstrahlten Pixel
sizebright=size(bright); // Größe von bright
if (sizebright(1,2)>25)&(sizebright(1,2)<300) then outshone =
outshone + 1;end; //Anzahl der überstrahlten Bilder
if sizebright(1,2)>300 then nix = nix + 1;end; // Anzahl der völlig
überstrahlten Bilder
//-----
profmaxaktuell = max(profil) ;// höchster Wert im aktuellen Profil
// ----- Bringt nix! -----
faktornorm=100/profmaxaktuell; // Faktor für die normierung der
//
// Profilhöhe auf 100
//
//-----
profil=profil*faktornorm; // Normierung auf 100
//-----
if profmax < profmaxaktuell then profmax=profmaxaktuell;end;
//Höchster Profilwert
//if profmax < 17 then dunkel=dunkel+1;end; // Anzahl der zu
dunklen Bilder wird erhöht
dark = find(image>100); //Findet die Pixel >100
sizedark=size(dark);
if sizedark < 17 then dunkel=dunkel+1;end; // Anzahl der zu
dunklen Bilder wird erhöht
//-----
sumy = sum(profil); // Summe aller Y Werte --> Intensität
//-----
//----- Bei schwarzen Bildern / Stromschwankungen
//-----
// Wenn das erste Bild schwarz ist, dann ist i-1 < 0 !!!!!
if (sumy <= 5)&(i>=2) then // Bei nominalbelichteten Bilder
sumy = (500 - 800)
intensitaet(1,i)= intensitaet(1,i-1); // Intensität des letzten
Bildes wird beibehalten
sigmavec(1,i) = sigmavec(1,i-1); // Sigma des letzten Bildes
wird beibehalten
skewvec(1,i) = skewvec(1,i-1); // Skewness des letzten
Bildes wird beibehalten
kurtovec(1,i) = kurtovec(1,i-1); // Kurtosis des letzten
Bildes wird beibehalten
//---- Speicherpfad der Profile -----
savepath1 = 'E:\Documents and
Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Profile\'+ profil + string(m) + ' ' + string(i) + '.dat';
//-----
if antwort1=2 then
write(savepath1,profilant,'e12.5'); // Abspeichern des alten
Profils unter savepath1
end
kurvenvar = kurvenvar + 1 ;// Kurve wird ein Bild später
gezeichnet
schwarz = schwarz + 1 // Anzahl der schwarzen Bilder
bilder2 = bilder2 - 1; // Für die Durchschnittswerte wichtig,
reale Anzahl der Bilder
status=status+1; // Für die Berechnung der Waibar
continue ; // Das nächste Bild in der Serie wird bearbeitet
end;
if (sumy <= 5)&(i==1) then
error('Erstes Bild ist schwarz!');
abort ;// Abbruch
end;
//Starker Stromabfall/Stromanstieg
peak=0; // Fehlerbit für Peakerkennung um die logische
Prüfung zu vereinfachen
nopeak=0; // Bit für Stromschwankung nopeak=1 -->
Stromschwankung
if sumy <=(1-grenze)*sumyold then peak=1;end; --> Abfall
wenn z.B 60% vom alten Wert unterschritten
if sumy >=(1+grenze)*sumyold then peak=1;end; -->
Stromanstieg wenn z.B 140% vom alten Wert überschritten
if peak==1 & i>=2 then // Wenn ein sprung existiert und i>=2
ist
//===== Ausblick --> Unterscheidung
Stromschwankung oder echter Kurvenverlauf
//-----
nopeak=0; // Variable für die Kontrolle ob es sich um eine
Strom...
// es sollen keine Variablen verändert werden die später noch
mögl. gebraucht werden
zukunftpath = 0 ; zukuntpath=0; zukunthoehc=0;
zukunftbreite=0; zukunfimage=0; xachsezukunft=0;
//-----
ausblick=[1:look]; // Vektor in dem die Intensitäten stehen
for zukunf=1:look, // Es werden die nächsten 'look' Bilder
überprüft
//----- Bild einlesen -----
[zukunfimage,zukunfpat,zukunfhoehc,zukunfbreite,zukunfprofil,xachsezukunft]=start(path,ma
sk,roi) ; // Siehe Funktion oben
//-----
sumyzukunft = sum(zukunfprofil); // Summe aller Y
Werte --> Intensität

```



```

ausblick(1,zukunft)=sumyzukunft; // Intensität in den
Vektor schreiben
    .end;
    // Vergleich im Vektor ausblick
    for zukunft=1:look,
        if (ausblick(1,zukunft) >=
(1+grenze)*sumy)/(ausblick(1,zukunft) <= (1-grenze)*sumy) then nopeak=1, end;
    .end;

//=====
//-----
    .end; // Ende der Zukunftsüberprüfung
    if nopeak=1 then // Wenn es sich um eine Stromschwankung
        handelt --> nopeak=1 ist dann
            intensitaet(1,i)= intensitaet(1,(i-1)); // Intensität des letzten
        Bildes wird beibehalten
            sigmavec(1,i) = sigmavec(1,(i-1)); // Sigma des letzten
        Bildes wird beibehalten
            skewvec(1,i) = skewvec(1,(i-1)); // Skewness des letzten
        Bildes wird beibehalten
            kurtovec(1,i) = kurtovec(1,(i-1)); // Kurtosis des letzten
        Bildes wird beibehalten

        //---- Speicherpfad der Profile -----
        savepath1 =E:\Documents and
        Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Profile\' + 'profil' + string(m) + '.' + string(i) + '.dat';
        //-----
        if antwort1 =2 then
            write(savepath1,profilat,'(e12.5)'); // Abspeichern des alten
        Profils unter savepath1
        .end
        kurvenvar = kurvenvar + 1 ;// Integrated Particles' Kurve
        wird ein Bild später gezeichnet
            schwank = schwank + 1 ;// Anzahl der Stromschwankungen
            bilder2 = bilder2 - 1; // Für die Durchschnittswerte wichtig,
        reale Anzahl der gerechneten Bilder
            status=status+1; // Für die Berechnung der Waitbar
            continue ; // Das nächste Bild in der Serie wird bearbeitet
        .end ;
        // Ende für die Stromschwankungsroutine

//=====
//-----
        profilat=profil; // Altes Profil wir im nächsten Durchlauf
        abgespeichert wenn schwarzes Bild oder Stromschwankung...
        //----- Intensität der ersten und letzten Kurve-----
        if i==1 then intfirst = sumy; end;
        if i==bilder then intlast = sumy; end;
        //-----
        //----- Intensität über alle Bilder -----
        if antwortstrom==1 then // Korrekturfaktor zum Mittelwert ppp
            wird berechnet
                mtxt=read(pathtxt,2,1,(e10.0,e10.0)); // Einlesen der Matrix
                counts=mtx(1,1); // counts
                rangetrafo=mtx(2,1); // Messbereich
                mess=trafo(1,rangetrafo); //Messbereich in A
                teilchen=(counts-dunkel)*mess/(maxfreq*z*qe);
                faktorsumy = ppp/teilchen; // Faktor für die light yield
                sumycorr=sumy*faktorsumy;
                if faktorsumy-faktormin then faktormin=faktorsumy; end
                if faktorsumy>faktormax then faktormax=faktorsumy; end

            else
                sumycorr=sumy;
            .end

            intensitaet(1,i) = sumycorr; // Intensität wird in den Vektor
            geschrieben

            //-----
            //===== Statistik und 3 Sigma Bereich =====
            [my,sigma,skew,skew2,skew3,skew4,skew5,kurto,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
            moments(profil,xachse,breite,sumy);
            //---- Skewness -----
            skewvec(1,i) = skew; // Skewness wird in den Vektor geschrieben
            //-----
            // Skewness vergleiche-- Test ob Skewness eine reine Funktion von Sigma
            ist
                // Nur Zähler
                skewcomp1(1,i) = skew2 ;// Skewness nur Zähler

                // Nur Nenner
                skewcomp2(1,i) = skew3 ;// Skewness nur Nenner

                // Nur Nenner
                skewcomp3(1,i) = skew4 ;// Skewness aus Z/N

                // Nur Nenner
                skewcomp4(1,i) = skew5 ;// Diff. aus S2 -S1
            //-----
            //--- Kurtosis -----
            kurtovec(1,i) = kurto; // Kurtosis wird in den Vektor geschrieben
            //-----
            // Kurtosis vergleiche-- Test ob Kurt eine reine Funktion von Sigma ist
            // Nur Zähler
            kurtocomp1(1,i) = kurto2 ;// Kurtosis nur Zähler

            // Nur Nenner
            kurtocomp2(1,i) = kurto3 ;// Kurtosis nur Nenner

            // Nur Nenner
            kurtocomp3(1,i) = kurto4 ;// Kurtosis aus Z/N

            // Nur Nenner
            kurtocomp4(1,i) = kurto5 ;// Diff. aus K2 -K1
            //-----
            //----- Festlegen des +- 3 Sigma Bereiches -----
            // Die Punkte sollen nicht außerhalb des Bildes liegen

```

```

        dotleft = round(my - 3*sigma); // Linker Punkt
        dotright = round(my + 3*sigma); // Rechter Punkt
        // Um kein Pixel im Hintergrund mit einzurechnen was im 3-Sigma-Bereich
        liegt.....
            dotleft = dotleft - 1 ; // Punkte die den 3-Sigma-Bereich von dem
        Untergund trennen
            dotright = dotright + 1 ; // werden für die Berechnung des
        Hintergrundes nach außen verschoben
            if dotleft < 1 then dotleft = 1 , end; // kann nicht ausserhalb des
        Bildes liegen
            if dotright > breite then dotright = breite , end; // kann nicht
        ausserhalb des Bildes liegen
            //----- Hintergrund außerhalb der 3 Sigma vom Erwartungswert
        bestimmt
            //----- Hintergrund --> Links
            if dotleft > 1 then
                backleft=0; // Dürfen keinen Wert enthalten
                for q = 1:dotleft
                    backleft = backleft + profil(1,q); // Summe aller Werte
                .end ;
                backleft = backleft/(dotleft); // Arithmetische Mittel des
        Untergrundes links
            else
                backleft=0;
            .end;
            //----- Hintergrund --> Rechts
            if dotright < breite then
                backright=0;
                for q = dotright:breite
                    backright = backright + profil(1,q); // Summe aller Werte
                .end ;
                backright = backright/(breite - dotright); // Arithme. Mittel des
        Untergrundes rechts
            else
                backright=0;
            .end;
            //----- Summe des durchschnittlichen Untergrunds über alle Bilder
        einer Serie -----
            aveback = aveback + (backleft + backright)/2 ;
            //-----
            //----- Maximaler Hintergrund -----
            maxright = max(profil(1,dotright:breite)); // Maximum im Profil
        rechts außerhalb der 3 Sigma
            maxleft = max(profil(1,dotleft)); // Maximum im Profil links
        außerhalb der 3 Sigma
            if maxleft > backmax then backmax = maxleft , end;
            if maxright > backmax then backmax = maxright , end;
            // Normierung der Werte -----
            sigma = sigma/pixlemm; // Sigam in mm Skala
            my = my/pixlemm; // My in mm Skala
            if i==1 then
                myerste=my; // erstes my wir abgespeichert
                // Plotgrenzen-----
                xmin = -0.2*(breite/pixlemm);
                xmax = 0.2*(breite/pixlemm);
                ymin = 0;
                ymax = profimax*1.4;
                textpos=0; // Position für Text
                //-----
            .end;
            my=my-myerste; // Alle Punkte (auch my) werden auf myerste
        bezogen
            xachse = [1:breite]/pixlemm-myerste; // X-Achse mit der
        Einteilung mm über die Variable pixlemm und Null in der Mitte
            // Umrechnug der Punkte und Achsen und werte Auf Px/mm Skala -----
            dotleft = (dotleft + 1)/pixlemm-myerste; // Punkte die den 3-Sigma-
        Bereich von dem Untergund trennen
            dotright = (dotright - 1)/pixlemm-myerste ; // werden für das
        Einzeichnen zurück auf den alten Platz gesetzt
            dotlave = dotlave + dotleft ;// Summe linker Punkt, dürfen nicht
        mehr mit /pixlemm bearbeitet werden
            dotrave = dotrave + dotright ;//Summe linker Punkt, dürfen nicht
        mehr mit /pixlemm bearbeitet werden
            // Berechnung von div. Werten -----
            if dotleft < dotllo then dotllo = dotleft , end; // Niedrigster Wert
        für dotleft
            if dotleft > dotlhi then dotlhi = dotleft , end; // Niedrigster Wert
        für dotleft
            if dotright < dotrlo then dotrlo = dotright , end; // Niedrigster Wert
        für dotright
            if dotright > dotrhi then dotrhi = dotright , end; // Niedrigster Wert
        für dotright
            //-----
            // Sigma und my werden erst hier gespeichert weil sie erst jetzt die Einheit
        mm haben
            //----- Maximales und minimales Sigma -----
            if sigma > sigmax then sigmax=sigma, end;
            if sigma < sigmin then sigmin=sigma, end;
            //-----
            //----- Sigma vom der ersten und der letzten Kurve -----
            if i==1 then sigmaxfirst = sigma; end ;
            if i==bilder then sigmalast = sigma; end ;
            //-----
            //----- Verlauf von Sigma -----
            sigmavec(1,i) = sigma // Sigma wird in den Vektor geschrieben
            //-----
            // Höchster, druchschnittlicher und niedrigster Wert von my
            if my < mylo then mylo = my , end; // Niedrigster Wert für my
        (linke Grenze)
            if my > myhi then myhi = my , end; // Höchster Wert für my
        (rechte Grenze)
            myave = myave + my ; // Summe aller my
            //-----
            //----- X - Profil in das Grafikfenster schreiben -----
            if i==kurvenvar then
                // Plotgrenzen-----
                if i==1 then

```

```

xmin = -0.2*(breite/pixlemm);
xmax = 0.2*(breite/pixlemm);
ymin = 0;
ymax = profmax*1.4;
textpos=0; // Position für Text
end;
//-----
if kurven >= 1 then // es werden nur 'kurven' Kurven gezeichnet
//---- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht"
colorp = farbvec(1, farbvar) // Auswahl einer Farbe aus
Farbvektor
if farbvar+1 == 11 then farbvar=1 ; else farbvar=farbvar+1;
end;
//-----
xset('window',1); // Aktives Fenster = 1
plot2d(xachse,profil,style=[colorp],rect=[xmin ymin xmax
ymax]);
xset('pixmap',1); // Im Hintergrund arbeiten
kurvenvar = kurvenvar + schritt ; // Jedes 'schritt'e Bild wird
gezeichnet
kurven = kurven - 1 ;
end ;
end ;
//=====
//----- Speichernpfad der Profile -----
savepath1 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe
SciLab\Profile\ + 'profil' + string(m) + '.' + string(i) + '.dat';
//-----
if Antwort1==2 then
write(savepath1,profil,(e12.5)); // Abspeichern der Profile unter
savepath1
end
sumyold = sumy ; // Wenn das Bild OK war, wir der Intensitätswert zum
Vergleich für das nächste Bild verwendet
//-----
//===== Genauigkeit =====
format('v',6) ; // Format der Zahlen (Genauigkeit)
//=====
// Waitbar-----
status=status+1; // Für die Berechnung der Waitbar
fraktion = status/total; // Momentaner Bearbeitungsstand
remain = total - status; // Noch zu rechnende Bilder
text123 = 'Serie: ' + string(m) + ' von ' + string(anzahl) + ' , ' + string(mat) +
'mit ' + string(bilder) + ' Bildern. Noch: ' + string(remain);
bar1=waitbar(fraktion,text123,123); // Zeigt den momentanen Status
//-----
end; // Ende eines Bildes in einer Bilderserie
// nach einer Serie....
//-----
//----- Helligkeit der Serie der jeweiligen Blendenzahl anpassen, für den Vergleich der
Intensität-----
intensitaet = intensitaet*bldenc;
//-----
//----- Veränderung der Helligkeit-----
intensdrop=intens*100/intfirst ; // in %
//-----
//----- Veränderung in Sigma-----
sigmagain=(sigmalast-sigmafirst)*100/sigmafirst ;
//-----
//----- Durchschnittlicher Untergrund -----
aveback = aveback/bilder2 ;
//-----
//----- Einzeichnen der stat. Daten in das Grafikfenster 1 -----
//----- Speicherpfad der Graphen -----
chdir(E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab') ; // geht an den
Speicherort
//-----Beschriftung im Grafikfenster 1 -----
xset('wshow'); // Graphen an das Fenster senden
//-----Texte-----
text1 = 'Maximum weighted Sigma : ' + string(sigmax);
text2 = 'Weighted Sigma 1st : ' + string(sigmaxfirst);
text3 = 'Weighted Sigma last : ' + string(sigmamax);
text4 = 'Change of Sigma (ref. 1st) : ' + string(sigmamax) + ' %';
text5 = 'Brightness dropped to (ref. 1st) : ' + string(intensdrop) + ' %';
text6 = 'Steps between the curves : ' + string(schritt) + ' Images';
text7 = 'Average beyond 3 Sigma : ' + string(aveback);
text8 = 'Maximum beyond 3 Sigma : ' + string(avebackmax);
xstring(textpos,profmax*0.6,[text1; ;text2; ;text3; ;text4; ;text5; ;text6; ;text7; ;
;text8]);
//-----
//----- Mittelwerte von 3-Sigma-Grenzen und Erwartungswert -----
dotlave = dotlave/bilder2 ;
dotrave = dotrave/bilder2 ;
myave = myave/bilder2 ;
// Einzeichnen in Kurven
xset('color',1); // Farbe für das Einzeichnen des 3 Sigma Bereiches
xpoly([dotlo dotlo],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // linker Punkt Minimum
xpoly([dotlo dotlo],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // linker Punkt Minimum
xpoly([dotlave dotlave],[0 (0.07*profmax)],lines,1); // durchschnittlicher linker
Punkt
xpoly([dotli dotli],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // linker Punkt Maximum
xpoly([dotro dotro],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // rechter Punkt Minimum
xpoly([dotrave dotrave],[0 (0.07*profmax)],lines,1); // durchschnittlicher rechter
Punkt
xpoly([dotli dotli],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // linker Punkt Maximum
xpoly([mylo mylo],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // Erwartungswert Minimum
xpoly([myave myave],[0 (0.07*profmax)],lines,1); // durchschnittlicher
Erwartungswert
xpoly([myhi myhi],[0 (0.05*profmax)],lines,1); // Erwartungswert Maximum
// Beschriftung der Punkte
text9 = '3 Sigma Borders and';
text10 = 'the center of the';
text11 = 'original distribution.' ;

```

```

text12 = \lowest ave. highest';
xstring(textpos,(profmax*0.2),[text9; ;text10; ;text11; ;text12]);
xstring(dotlo,(0.075*profmax),'Left border');
xstring(mylo,(0.075*profmax),'Center');
xstring(dotro,(0.075*profmax),'Right border');
//-----
//----- Überstrahle Bilder in der Serie ausgeben -----
text13 = 'Anzahl der Bilder : ' + string(bilder);
text14 = 'Überstrahle Bilder (>25 Px): ' + string(outshone);
text15 = 'davon mehr als 300 Px : ' + string(nix);
text16 = 'Schwarze Bilder : ' + string(schwarz);
text17 = 'Stromschwankungen : ' + string(schwank);
xstring((xmin+10/pixlemm),(profmax*0.5),[text13; ;text14; ;text15; ;text17; ;
;text16]);
//=====
//----- Pixmap an das Grafikfenster 1 senden-----
saveprofil = 'Profil vom Eintrag ' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' + string(datum);
xs2eps(1,saveprofil) ; // X - Profile (Graphik) speichern
xdel(1); // schließt Graphikfenster
//-----
//----- Intensitätsverlauf zeichnen -----
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 2 Sigmaverlauf -----
xset('window',2); xbas(2); // Grafikfenster 2
//-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----
xset('xsize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
subplot(411);
title('Integral Intensity ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' + datum','Integrated
Particles','Light Yield [arb. u.]',boxed=0);
plot2d(bilderachse,intensitaet,style=[2],frameflag=8);
sintdat = 'Intensitaetsdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Intens. -daten
save(sintdat,intensitaet); // Abspeichern von Intensität
//----- Speicherpfad Intensität Peter Formatierung -----
savepath3 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ +
'Intensitaet-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' + string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath3,intensitaet,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
//-----
//Sigmaverlauf zeichnen -----
subplot(412)
title('Change in Sigma ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' + datum','Integrated
Particles','Width Sigma [mm]',boxed=0);
plot2d(bilderachse,sigmax,style=[2],frameflag=8); // Sigmaverlauf zeichnen
ssigdat = 'Sigmadaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Sigma
save(ssigdat,sigmax); // Abspeichern von Sigmax
//----- Speicherpfad Sigma Peter Formatierung -----
savepath2 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ + 'Sigma-
Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' + string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath2,sigmax,(e12.5)); // Abspeichern Sigma unter savepath3
//-----
//-----
// Skewnessverlauf zeichnen-----
subplot(413)
title('Change in Skewness ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' + datum','Integrated
Particles','arb. units',boxed=0);
plot2d(bilderachse,skewvec,style=[2],frameflag=8); // Skewness-Verlauf zeichnen
sskewdat = 'Skewnessdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Skewness-
daten
save(sskewdat,skewvec); // Abspeichern von Skewness
//----- Speicherpfad Skewness Peter Formatierung -----
savepath4 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ +
'Skewness-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' + string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath4,skewvec,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
//-----
// Kurtosisverlauf zeichnen-----
subplot(414)
title('Change in Kurtosis ' + xy + '-Projektion ' + mat + ' + datum','Integrated
Particles','arb. units',boxed=0);
plot2d(bilderachse,kurtvec,style=[2],frameflag=8) ;
savekurt = 'Übersicht_vom_Eintrag_' + string(m) + ' ' + string(mat) + ' ' +
string(datum); //Speichernname
xs2eps(2,savekurt); // Übersicht abspeichern
skurtodat = 'Kurtosisdaten_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name Kurtosis-daten
save(skurtodat,kurtvec); // Abspeichern von Kurtosis
//----- Speicherpfad Kurtosis Peter Formatierung -----
savepath5 =E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\ +
'Kurtosis-Peter' + ' ' + string(mat) + ' ' + string(m) + ' ' + string(datum) + '.dat';
write(savepath5,kurtvec,(e12.5)); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//-----
xdel(2); // Graphikfenster Schließen
//-----
//-----Kurtosis-Kontrolle zeichnen (ist die Kurtosis nur eine funktion von Sigma) -----
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 3 Kurtosis-vergleich -----
xset('window',3); xbas(3); // Grafikfenster 3

```

```

//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----
xset('xsize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xlabel('Vergleich der Kurtosis ' + xy + '-Projektion ' + mat + '' + datum,'Integrated
Particles',arb,units,'boxed=0');

subplot(411);
plot2d(bilderachse,kurtcomp1,style=[1],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Zaehler');

skurtodat='Kurtosisdaten-Zaehler_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name
Kurtosis-daten
write(skurtodat,kurtcomp1,'e12.5')

subplot(412);
plot2d(bilderachse,kurtcomp2,style=[2],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Nenner');

skurtodat='Kurtosisdaten-nenner_vom_Eintrag_' + string(m) + '.dat'; // Name
Kurtosis-daten
write(skurtodat,kurtcomp2,'e12.5') // Abspeichern von Kurtosis

subplot(413);
plot2d(bilderachse,kurtcomp3,style=[3],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Kurtosis aus Z/N');

subplot(414);
plot2d(bilderachse,kurtcomp4,style=[4],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Diff K2- K1 (mu0=0 sein)');

savekurto2 = 'Kurtosis-kontrolle_vom_Eintrag_' + string(m) + '' + string(mat) + '' +
string(datum); //Speichernname
xs2eps(3,savekurto2); // Verlauf von Kurtosis abspeichern
xdel(3); // schließt Grafikfenster
//-----

//----Skewness-Kontrolle zeichnen (ist die Skewness nur eine funktion von Sigma) -----
//--- Einstellungen für das Grafikfenster 3 Skewness-Vergleich -----
xset('window',4); xbas(4); // Graphikfenster 3
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----
xset('xsize',0); // Automatische Fensteranpassung aus
xset('wdim',1000,800); // Fenstergröße
xlabel('Vergleich der Skewness ' + xy + '-Projektion ' + mat + '' + datum,'Integrated
Particles',arb,units,'boxed=0');

subplot(411);
plot2d(bilderachse,skewcomp1,style=[1],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Zaehler');

subplot(412);
plot2d(bilderachse,skewcomp2,style=[2],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Nenner');

subplot(413);
plot2d(bilderachse,skewcomp3,style=[3],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Skewness aus Z/N');

subplot(414);
plot2d(bilderachse,skewcomp4,style=[4],frameflag=8,logflag='nn');
legend('Diff S2- S1 (mu0=0 sein)');

saveskew2 = 'Skewness-kontrolle_vom_Eintrag_' + string(m) + '' + string(mat) + '' +
string(datum); //Speichernname
xs2eps(4,saveskew2); // Skewness abspeichern
xdel(4); // schließt Grafikfenster
//-----

// Ausgabe der Kontrollwerte-----
mprintf('Völlig überstrahlte Bilder \t %5.3f \n',nix); // Völlig überstrahlte Bilder
mprintf('Überstrahlte Bilder \t %5.3f \n',outshone); // Überstrahlte Bilder
mprintf('Anzahl der Bilder mit mehr als 1-prozent Fehler in Sigma(dunkel) \t %5.3f
\n',dunkel); // Anzahl der zu dunklen Bilder
mprintf('Anzahl der schwarzen Bilder \t %5.3f \n',schwarz); // Anzahl der schwarzen
Bilder
mprintf('Anzahl der Stromwankungen \t %5.3f \n',schwank); // Anzahl der
Stromwankungen in einer Serie
mprintf('Reale Anzahl der bearbeiteten Bilder \t %5.3f \n',bilder2) // Reale Anzahl der
bearbeiteten Bilder, verschieden von bilder durch schwarze Bilder und Stromschwankungen
mprintf('Grenzwert unter dem das profil abgeschnitten wird \t %5.3f \n',threshold); //
Grenzwert für den minimalwert des Profils
mprintf('Grenzfaktor für Stromschwankungen \t %5.3f \n \n',grenze); // Grenzwert für
die Berechnung von Stromschwankungen
mprintf('Intensität wurde korrigiert max: \t %5.3f \n',faktormax); // Ausgabe der
korrektur
mprintf('Intensität wurde korrigiert min: \t %5.3f \n',faktormin); // Ausgabe der korrektur
//-----
end; // Ende einer Bilderserie (bzw. Ende eines Eintrags in allpaths)
// -----
diary(0) // Hier ist das Ende

```

```

winclose(bar1); // Schließt Waitbar

//==== Vergleich von den verschiedenen Materialien =====0
r = size(vergleich); // Dimensionen der Matrix vergleich
o = r(1,1); // Anzahl der zu zeichnenden Kurven (Materialien)
p = r(1,2); // Anzahl der zu verbindenden Serien

// Helligkeits-Vergleich
=====
farbvar = 1; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
//--- Einstellungen für das Grafikfenster 6 Inten.-vergleich -----
xset('window',6); // Graphikfenster 6
xset('wdim',1200,1600); // Fenstergröße
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----
subplot(411); // Subplot Fenster 1
xlabel('Integral Intensit'y ' + string(datum),'Integrated Particles','Light Yield [arb.
u.]','boxed=0');
//-----
for y1=1:o
material(1,y1)= allpaths(vergleich(y1,1),8); // Zusammenstellung der Materialien braucht man
nur 1 mal
for y2=1:p
// Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
// Dateiname zusammenstellen
intload = 'Intensitaetsdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat';
// Laden der Daten für Intensität
try
load(intload,'intensitaet');
intverg = [intverg intensitaet]; // an einander hängen der Vektoren
catch
end;
end;
sizeint = size(intverg);
sizeint = sizeint(1,2); // Länge des Vektors intverg
intverg = intverg(1,2:sizeint); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
sizeint = size(intverg);
sizeint = sizeint(1,2); // Neue Größe von Intensität
xachse2 = [1:sizeint]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
//--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
colorp = farbvec(1, Farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
if Farbvar+1 == 11 then Farbvar=1; else Farbvar=Farbvar+1; end;
//-----
plot2d(xachse2,intverg,style=[colorp],logflag='nl',frameflag=8); // Zeichnen von Inte. -
Vergleich
legend(material);
intverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
end;

// Sigma Vergleich
=====
farbvar = 1; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----
subplot(412); // Subplot Fenster 2
xlabel('Width Sigma ' + xy + '-Projektion, ' + string(datum),'Integrated Particles','Width Sigma
[mm]','boxed=0');
//-----
for y1=1:o
for y2=1:p
// Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
// Dateiname zusammenstellen
sigload = 'Sigmadaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat'
// Laden der Daten für Sigma, Intensität, Skewness und Kurtosis
try
load(sigload,'sigmavec');
sigverg = [sigverg sigmavec]; // an einander hängen der Vektoren
catch
end;
end;
sizesig = size(sigverg);
sizesig = sizesig(1,2); // Länge des Vektors sigverg
sigverg = sigverg(1,2:sizesig); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
sizesig = size(sigverg);
sizesig = sizesig(1,2); // Neue Größe von Sigma
xachse2 = [1:sizesig]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über ppp
//--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
colorp = farbvec(1, Farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
if Farbvar+1 == 11 then Farbvar=1; else Farbvar=Farbvar+1; end;
//-----
plot2d(xachse2,sigverg,style=[colorp],frameflag=8); // Zeichnen von Sigma-Vergleich
legend(material);
sigverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
end;
//-----

```

```

// Skewness-Vergleich
=====
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen

//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----

subplot(413); // Subplot Fenster 3
xtitle('Skewness ' + xy + '-Projektion, ' + string(datum), 'Integrated Particles', 'arb.
units', 'boxed=0);
//-----
for y1=1:n
    for y2=1:p
        // Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
        // Dateiname zusammenstellen
        skewload = 'Skewnessdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat';
        // Laden der Daten für Skewness
        try
            load(skewload, 'skewvec');
            skewverg = [skewverg skewvec]; // an einander hängen der Vektoren
            catch
                ,end;
            ,end;
            sizekew = size(skewverg);
            sizekew = sizekew(1,2); // Länge des Vektors skewverg
            skewverg = skewverg(1,2:sizekew); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
            sizekew = size(skewverg);
            sizekew = sizekew(1,2); // Neue Größe von Sigma
            xachse2 = [1:sizekew]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über
            ppp
            //---- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
            colorp = farbvec(1, farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
            if farbvar+1 == 11 then farbvar=1 ; else farbvar=farbvar+1; end;
            //-----
            plot2d(xachse2, skewverg, style=[colorp], frameflag=8); // Zeichnen von Skew. - Vergleich
            legend(material);
            skewverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
        ,end;
    //-----

// Kurtosis-Vergleich
=====
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen

//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=2;
t=a.title;
t.font_size=2;
lx=a.x_label;
lx.font_size=2;
ly=a.y_label;
ly.font_size=2;
pc=get('hdl');
pc.thickness=2;
//-----

subplot(414); // Subplot Fenster 4
xtitle('Kurtosis ' + xy + '-Projektion, ' + string(datum), 'Integrated Particles', 'arb.
units', 'boxed=0);
//-----
for y1=1:n
    for y2=1:p
        // Da wir uns bereits im Speicherverzeichnis befinden....
        // Dateiname zusammenstellen
        kurtoload = 'Kurtosisdaten_vom_Eintrag_' + string(vergleich(y1,y2)) + '.dat'
        // Laden der Daten für Kurtosis
        try
            load(kurtoload, 'kurtovect');
            kurtoverg = [kurtoverg kurtovect]; // an einander hängen der Vektoren
            catch
                ,end;
            ,end;
            sizekurto = size(kurtoverg);
            sizekurto = sizekurto(1,2); // Länge des Vektors kurtoverg
            kurtoverg = kurtoverg(1,2:sizekurto); // Die Null an erster Stelle wird weggelassen
            sizekurto = size(kurtoverg);
            sizekurto = sizekurto(1,2); // Neue Größe von Sigma
            xachse2 = [1:sizekurto]*ppp; // Achse für plot der Materialvergleiche mit Einteilung über
            ppp
            //---- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
            colorp = farbvec(1, farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
            if farbvar+1 == 11 then farbvar=1 ; else farbvar=farbvar+1; end;
            //-----
            plot2d(xachse2, kurtoverg, style=[colorp], frameflag=8); // Zeichnen von Kurto. - Vergleich
            legend(material);
            kurtoverg = 0; // Zurücksetzen für neues Laden
        ,end;

//---- Abspeichern der Vergleichskurve -----
svergint = 'Vergleich ';
xs2eps(6, svergint); // integraler Helligkeitsvergleich
//-----
xlabel(6); // Schließt Graphikfenster
//-----

//=====
=====

```

```

.end; // Ende auessereschleife .... Ganz wichtig für --> More (y or n) ?

```

```

// --- Zurück zum Ausgangsverzeichnis -----
chdir(indir);
//--- quitschen -----
beep(); beep(); beep(); beep(); beep(); beep(); beep();
//-----
// EOF

```

A.7 Programm4: Zur Auswertung der Strahlprofile

```

//===================================================== Funktionsdefinition
//=====================================================

// polyfit-----
function [p]=polyfit(x, y, n)
// Return coefficient vector for polynomial fitting to (x,y) data
// Polynomial order: n
[lhs, rhs] = argn(0)
x = x(:); y = y(:)
m = length(x)
if length(y) <> m, error('x and y must have same length'), end
// Create Vander matrix
V = ones(m,n+1);

for i=n:-1:1
    V(:,i) = x.*V(:,i+1)
end

// Solve least squares problem. Use QR decomposition for computation.
gstacksize(30000)
p=pinv(V)*y;
p = p';
p = poly(p(:-1:1),x,'coeff'); // Scilab's polynomials
endfunction
// -----

// Savitzky-Golay Filter =====
function yf = sgolay_filt(x,y,n,F,d)
// Define the value of d if it has not been done
[mlhs,mrhs] = argn();
//p=0; // Eiko Bugfix
if mrhs < 5
    d=0; // default: no differentiation
end

//d must be an integer
d = round(d)
N = length(x)
// normalise x
xr = max(x)-min(x);
x=(x-mean(x))/xr;
xc = xr*d // correction for derivatives
// Makes F an odd-number

if fix(F/2) == F/2
    disp('Frame size must be odd')
    F=F+1
end

// Interpolation number must be lower than window size
if n>(F-1)
    disp('Interpolating order > window width')
    n = floor(F/2)
end
// Calculate the number of points at left and right used for the interpolation (F2)
F2 = (F-1)/2;
yf = y*%nan;
// Apply the interpolation for the good points (i belonging to [F2+1 ; N-F2] )
for i=1:N
    if i < F2+1
        yf(i)=y(i); // As long as the Fit-Window would be out of the data
    elseif i > N-F2
        yf(i)=y(i); // When the Fit-Window would leave the data
    else
        idx = i-F2+i+F2;
        xloc = x(idx);
        yloc = y(idx);
        p = polyfit(xloc,yloc,n); // fitted polynomial

        if d>0 // differentiate it ?
            for k=1:d
                p = derivat(p);
            end
        end
        // yf(i) takes the value of the polynome p found previously for the variable x(i) --> newvalue
    for yf !!
        yf(i) = horner(p,x(i))/xc;
    end
end

end

endfunction
//=====================================================

function [skalar]=str2skal(vari)
// ----- handgeschriebene string2num für bel. Variablen -----
skalar=0; // wird auf 0 gesetzt
vari=str2code(vari);
groesse=size(vari); // Anzahl der Spalten des Vektors vari
groesse=groesse(1,1);
exponent=groesse; // Exponent für die Berechnung
for n=1:groesse,
    exponent=exponent-1; ,
    skalar=skalar + vari(n,1)*10^(exponent); ,
end; // vari ist jetzt ein Skalar
//=====================================================
endfunction

function [ort]=weilerspringen(pfad)
// ----- Weilerspringen von Bild zu Bild -----
// ----- Eine Datei mit dem Ort pfad ist eingelesen -----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...)\0.bmp
// ----- der Dateiname und die Endung steht
name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
index2 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle

index2 = strindex(pfad,''); // Orte an denen '' auftaucht
s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen '' auftaucht
index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle

// ----- Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateieindung
px = strsplit(pfad,index1 index2) // Aufsplitten des Pfades
zeile = vectorfind(px,name,'r') // In welcher Zeile steht der Dateiname
zahl= str2skal(px(zeile,1)) //Umwandlung vom 'Dateinamen'(z.B '0')in Code
zahl= zahl+1; // Erhöhen des Dateinamens um 1
zahl= string(zahl); // wieder in 'Dateinamen' [String] umwandeln
px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad
(Spaltenvektor)
ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...\\1.bmp

//=====================================================
endfunction

function [ort]=veralgemeinern(pfad)
// ----- Verallgemeinern des Pfades für die Suche nach der Anzahl der Einträge -----
// ----- Ein Pfad ist eingelesen -----

// ----- Es werden die Stellen ermittelt an denen z.B. (...)\0.txt
// ----- der Dateiname und die Endung steht
name = basename(pfad); // Erfragen des Dateinamens
index1 = strindex(pfad,name); // Orte an denen Name auftaucht
s = size(index1); // Anzahl der Orte an denen Name auftaucht
index2 = index1(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle
index2 = strindex(pfad,''); // Orte an denen '' auftaucht
s = size(index2); // Anzahl der Orte an denen '' auftaucht
index2 = index2(1,s(1,2)); // Auswahl der letzten Stelle

// ----- Es werden Dateiname und Endung vom Pfad abgetrennt
index1 = index1 - 1; // Umbruchstelle für Zahl
index2 = index2 - 1; // Umbruchstelle für Dateieindung
px = strsplit(pfad,index1 index2) // Aufsplitten des Pfades
zeile = vectorfind(px,name,'r') // In welcher Zeile steht der Dateiname
zahl= px(zeile,1) //Abspalten der Zahl
zahl= '*'; //Umwandlung vom 'Dateinamen'(z.B '0')in *
px(zeile,1) = strsubst(px(zeile,1),name,zahl); // Ersetzen des Dateinamens im Pfad
(Spaltenvektor)
ort = strcat(px); // Den Pfad wieder zusammensetzen ...\\* .txt

//=====================================================
endfunction

function [myintern,sigmaintern,skewintern,skew2intern,skew3intern,skew4intern,skew5intern,kurt
ointern,kurto2intern,kurto3intern,kurto4intern,kurto5intern]=
moments(profilintern,xachseintern,startintern,stopintern,sumyintern)
//----- Statistik und 3 Sigma Bereich -----
// - Von dem Profil wird Sigma und verschiedene  $\mu$ i berechnet ( $\mu$ i=i-tes Moment)
// - Vom Schwerpunkt des Profils ausgehend, werden + 3 Sigma festgelegt
//----- 1. stat. Moment Erwartungswert  $\mu$  (my) -----
myintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    myintern = myintern + profilintern(1,k)*xachseintern(1,k);
end;
myintern=myintern/sumyintern;
//  $\mu$  = My (Erwartungswert)
//----- Sigma = Sqrt( 2. statistisches Moment(gewichtet, zentral) )= Sqrt(Varianz) -----
sigmaintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    sigmaintern = sigmaintern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^2 //
Berechnung sigma noch nicht fertig
end;
sigmaintern = sqrt(sigmaintern/sumyintern); // Sigma
//-----
//--- Skewness -----
skewintern=0;
for k=startintern:stopintern,
    skewintern = skewintern + profilintern(1,k)*((xachseintern(1,k)-
myintern)/sigmaintern)^3 // Berechnung skew noch nicht fertig
end;
skewintern=skewintern/sumyintern; //
//----- Verlauf von Skewness -----

//-----
// Test ob Skew eine reine Funktion von Sigma ist-----
// Nur Zähler
skew2intern=0;
for k=startintern:stopintern,
    skew2intern = skew2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^3; //
Berechnung nur Zähler Skewness
end;
skew2intern=skew2intern/sumyintern;

// Nur Nenner
skew3intern =(sigmaintern)^3; // Berechnung nur Nenner Skewness

// Zähler durch Nenner
skew4intern = skew2intern/skew3intern; // Skewness wie oben (sollte)

// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
skew5intern = skewintern-skewintern; // differenz der beiden
//-----

//--- Kurtosis -----
kurtointern=0;
for k=startintern:stopintern,
    kurtointern = kurtointern + profilintern(1,k)*((xachseintern(1,k)-
myintern)/sigmaintern)^4 // Berechnung kurto noch nicht fertig
end;
kurtointern=kurtointern/sumyintern - 3; //
//----- Verlauf von Kurtosis -----

//-----
// Kurtosis vergleiche-- Test ob Kurt eine reine Funktion von Sigma ist

// Nur Zähler

```

```

kurto2intern=0;
for k=startintern:stopintern,
    kurto2intern = kurto2intern + profilintern(1,k)*(xachseintern(1,k)-myintern)^4; //
Berechnung nur Zähler Kurtosis
end;
kurto2intern=kurto2intern/summyintern;

// Nur Nenner
kurto3intern =(sigmaintern)^4; // Berechnung nur Nenner Kurtosis

// Zähler durch Nenner
kurto4intern = kurto2intern/kurto3intern - 3; // Kurtosis wie oben (sollte)

// Kontrolle ob richtig gerechnet wurde
kurto5intern = kurto4intern-kurtointern; // differenz der beiden
//-----
endfunction

// Macht aus einem Spalten, einen Zeilenvektor wenn es noch keiner ist---
function[vector]=rvec(vector)
s=size(vector); // feststellen der Größe
sr=s(1,1); // Anzahl der Zeilen
sc=s(1,2); // Anzahl der Spalten
if sc>1&sr>1 then
    error('Es werden keine Matrizen unterstützt');
    break; // Abbruch
end;
if sr>1&sc==1 then // wenn vec ein Spaltenvektor ist
    vector=vector';
// warning('Spaltenvektor');
// else warning('Zeilenvektor');
end; // mach aus Zeilenvektor -> Spaltenvektor

endfunction
//-----

//----- Findet die Position einer Zahl die am nächsten an der gesuchten liegt im
Vektor
function[punkt]=findposinvec(vec,disvalue)
// sucht in einem Vektor den nächsten Eintrag zu einer Sucheingabe und gibt die Position aus
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
breiteintern=size(vec);
breiteintern=breiteintern(1,2); // Feststellung der Lage von vec
diffvecmin=variance(vec)^10; // Anfangswert für Abweichung wird auf varianz*10 gesetzt
for nvec=1:breiteintern; // Suchen im vec nach dem nächsten Punkt
    valuevec=vec(1,nvec); // Läuft durch alle Punkte der Achse
    diffvec = abs(valuevec - disvalue);
    if diffvec < diffvecmin then
        diffvecmin=diffvec ;
        punkt=nvec;
    end
end
if diffvecmin>=0.05*abs(disvalue)&disvalue~=0 then
    warning('Abweichung vom Suchwert ist größer als 5% :
'+string(diffvecmin/abs(disvalue)*100)+'%');
end
endfunction
//-----

// Least Square Fit für 2 Vektoren (Kurven)-----
function[xneu,intensneu]=leastsquare(vec,achsevec,vectofit,achsevectofit)
//Normierung Daten-----
//Alles sollen Zeilenvektoren sein-----
// vec
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevec
achsevec=rvec(achsevec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// vectofit
vectofit=rvec(vectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevectofit
achsevectofit=rvec(achsevectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
//-----
//Abfrage der Fit-Parameter-----
[ok,startfit,stopfit,fensterx,stepx,fensterystepy]=getvalue("Parameter für Least-Square-
Fit"+string(size(vec))-string(size(vectofit)),"Start des Fits auf der X-Achse;";"Stop des Fits auf
der X-Achse;";"Fitfenster X-Achse(1.5-> es wird im Bereich von -1.5 bis +1.5 um das Maximum
gesucht);";"Schrittweite X-Achse;";"Fenster Y-Achse(0.15-> Es wird der Intensitäts-vec mit 1.15
bis 0.85 multipliziert(FensterY muß ganzzahliges Vielfache sein);";"Schrittweite Y-Achse(0.01->
>vectfit*(1.15,1.14,...,1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1),"1",-
10;";10;";1.5;";0.1;";0.15;";0.01"]
[ok,startfit,stopfit,fensterx,stepx,fensterystepy]=getvalue("Parameter",["Start;";"Stop;";"Fitfenster
X;";"Schrittweite X;";"Fenster Y;";"Schrittweite
Y;";list("vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1),"1",-
10;";10;";1.5;";0.1;";0.15;";0.01"]);
// fensterx-> z.B. Überlicherweide der Darftabstand des PG
// stepx-> Schritte müssen Ganzzahlig ausführbar sein -> wenn fensterx=1.5, dann z.B
stepx=0.1!!! nicht 0.02
// fensterystepy-> Skalierungsfaktor in dem um das maximum gesucht wird,z.B.-> + 10%
// stepy-> Schrittweite für Y-achse! Schritte müssen Ganzzahlig ausführbar sein -> wenn
fensterystepy=0.15, dann z.B stepy=0.01!!! nicht 0.02
//-----
// Plotten der ausgangsdaten-----
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 90 Intensität-----
xset('window',90); xbas(90); // Graphikfenster 90
//-- Größe, usw., der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
//plot2d(achsevec,vec,style=1); // Ausgagsdaten vec
//plot2d(achsevectofit,vectofit,style=5); // Ausgagsdaten vectofit
//-----
//-----Fit-Bereich von vec muß mehr oder gleich viele Elemente aufweisen als Fibereich von
vectofit

```

```

// Finde die positionen-----
poststartvec=findposinvec(achsevec,startfit); // Position für start des fit in vec
poststopvec=findposinvec(achsevec,stopfit); // Position für stop des fit in vec
poststartvectfit=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
poststopvectfit=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
//-----
//Bestimmung der Größen der Fibereiche-----
sizefitvec=size(achsevec(1,poststartvec:poststopvec));
sizefitvec=sizefitvec(1,2); // Größe des Fibereichs in vec
sizefitvectofit=size(achsevectofit(1,poststartvectfit:poststopvectfit));
sizefitvectofit=sizefitvectofit(1,2); // Größe des Fibereichs in vectofit
if sizefitvectofit>sizefitvec then
    break;
    error('Fit-Bereich in Vektor2 größer als in Vektor1!');
// Erstmal ist es anderst herum (sizefit(Vektor1) größer(α, gleich) als sizefit(Vektor2)) weniger
Rechenaufwand
// und ich mache wahrscheinlich einen Fehler wenn ->(sizefit(Vektor1) kleiner als
sizefit(Vektor2))
end
//----- Elemente im Fibereich sind OK-----
//Erster Schritt normierung auf maximum-----
[maxvec,indmaxvec]=maxi(vec); // Maximum der vec-daten +indice
[maxvectofit,indmaxvectofit]=maxi(vectofit); // Maximum der vectofit-daten +indice
faktor=maxvec/maxvectofit; // faktor für multiplikation
vectofit=vectofit*faktor; //Normierung auf Maximum
//Positionsnormierung-----
ortsabw=achsevec(1,indmaxvec)-achsevectofit(1,indmaxvectofit); // Abweichung der Maxima
achsevectofit=achsevectofit+ortsabw; // Neuer X-achse für vectofit
plo2d(achsevectofit,vectofit,style=7);
//-----
// Vectofit-daten auf maximum von vec normiert-----
//-----
// zweiter Schritt "least Square" Anpassung-----
faktoryakt= 1+fenstery;
squarediffmin=10^9; // Minimum der Q-Abweichung wird auf 10^9 gesetzt
farbvec = [1 2 5 3 6 4 32 22 14 28]; // Auswahl an Farben für die Kurven
farbvar = 1; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
pc.thickness=1; // Linienstärke für Graphen in der Schleife
while faktoryakt>=(1-fensterystepy) // faktoryakt=(1-fensterystery)/faktoryakt==(1-fensterystery) und
faktoryakt>=(1-fensterystery) führen immer zu eimen off-by-one Fehler: Der Letzte Durchlauf findet
nicht statt??? Warum
//Verrückte Welt..... was ist mit der while-schleife los???? An dieser Stelle Sei dem Problem
ein Denkmal gesetzt
//0.85>=(0.85)
//0.85>=(1-1.15)
//0.85>=(1-1.14)
//stepy=0.01;
//fenstery=0.15;
//faktoryakt= 1+fenstery;
//while faktoryakt>=(0.85)
//mprintf('faktoryakt \t %5.3f \n',faktoryakt);
//faktoryakt=faktoryakt-stepy; //Weiterspringen zu nächsten Y-Punkt
//end // die Sau läuft nicht bis faktoryakt=0.85
//-----
mprintf('faktoryakt am Anfang der schleife \t %5.3f \n',faktoryakt); // Zur Anzeige wo man
gerade ist,-> ist noch am Leben und rechnet!
vectofitakt=vectofit*faktoryakt; // Intensität auf aktuellen Y Ausgangspunkt für den Fit
bringen
fensteryakt=fensterx; //Laufvariable für verschiebung von xachse vectofit auf
Ausgangsposition Links
achsevectofitakt=achsevectofit-fensterx; // Setzt X-Achse (von vectofit) auf Ausgangsposition
Links
while fensteryakt>=(fensterx) // Durchläuft X-variation und merkt sich die minimale Q-
Abweichung
// lineare Interpolation zwischen den Punkten in vec für alle Punkte in achsevectofit
vecinterp = interpnl(achsevec;vec);achsevectofitakt); // in vecinterp gibt es für jeden x-
punkt in achsevectofit einen Y Punkt
//-----
squarediff=0; // quadratische Abweichung wird null gesetzt
poststartvectfit=findposinvec(achsevectofitakt,startfit); // Position für start des fit in vectofit
poststopvectfit=findposinvec(achsevectofitakt,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
for nvec=poststartvectfit:poststopvectfit //Schleife für Vergleich der Vektoren innerhalb des
Fit Bereiches
    valuevectofit=achsevectofitakt(1,nvec); // Punkt auf der x-achse des PG für aktuellen
Datenpunkt
    //auskommentiert wenn mit interpolation
//punkt=findposinvec(achsevec,valuevectofit); //
    //auskommentiert wenn mit interpolation //squarediff=squarediff+(vec(1,punkt)-
vectofitakt(1,nvec))^2+(achsevec(1,punkt)-valuevectofit)^2; // Quadratische Abweichung in x
und y der Punkte
    squarediff=squarediff+(vecinterp(1,nvec)-vectofitakt(1,nvec))^2 // Quadratische
Abweichung der Punkte (hier wird keine x abweichung benötigt,da die punkte für jedes fenster
neu berechnet werden d.h. Delta x =0)
// mprintf('Wert-Vectofit : \t %5.3f \n',vectofitakt(1,nvec)); // Zur Kontrolle welche
Werte für die.....
// mprintf('Punkt auf der Achse(Vectofit): \t %5.3f \n',achsevectofitakt(1,nvec))
// mprintf('Wert-vec: \t %5.3f \n',vec(1,punkt)); // ...jeweilige Position genommen
wurden
// mprintf('Punkt auf der Achse-(vec): \t %5.3f \n',achsevec(1,punkt));
end
// mprintf('fensteryakt \t %5.3f \n',fensteryakt); // Zur Kontrolle ob die Fenster-Schritte
auch eingehalten werden
//mprintf('achsevectofitakt(1,1); \t %5.3f \n',achsevectofitakt(1,1));
// Visualisierung des Scans (alle)-----
//-- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 ") gibt es nicht" Problem-----
colorp = farbvec(1,farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
if farbvar+1 == 11 then farbvar=1; else farbvar=farbvar+1; end;
//-----
plo2d(achsevectofitakt,vectofitakt,style=colorp);
//-----
if squarediff<squarediffmin then
    squarediffmin=squarediff;
    ofsetx=fensterxakt;
    faktory=faktoryakt;
    mprintf('squarediff ist kleiner als akt.min. \t %5.3f \n',squarediff);
    mprintf('fensteryakt für neues mini. \t %5.3f \n',fensteryakt);
end
// Weiterspringen zu nächstem X-Punkt-----
fensteryakt=fensterxakt-stepx; // Für Schleifenkontrolle wo in ich gerade
achsevectofitakt=achsevectofit-fensterxakt; // Setzt X-Achse auf neue Position
//-----
end

```



```

        faktoryakt=faktoryakt-stepy; //Weiterspringen zu nächsten Y-Punkt
    end
    if squarediffmin==10^9 then break; error('squarediffmin hat sich nicht verändert'); end //
    Fehlermeldung wenn sich der Wert nicht verändert aht
    nprntf('Ortsabweichung der Maxima von Vektor1 und Vektor2 in mm:\t %5.3f \n',ortsabw) ; //
    Ausgabe ortsabw
    nprntf('Skalierungsfaktor um Maxima von Vektor2 auf Vektor1 zu bringen:\t %5.3f \n',faktor) ; //
    Ausgabe faktor für anpassung der Maxima
    nprntf('Least-Square-Fit--> startfit:\t %5.3f \n',startfit);
    nprntf('Least-Square-Fit--> stopfit:\t %5.3f \n',stopfit) ; //
    nprntf('Least-Square-Fit--> squarediffmin:\t %5.3f \n',squarediffmin);
    nprntf('Least-Square-Fit--> Abweichung in x: \t %5.3f \n',offsetx) ; // Ausgabe offsetx
    nprntf('Least-Square-Fit--> Skalierung y: \t %5.3f \n',factory) ; // Ausgabe faktory
    xneu=achsevectofit+offsetx; // neue X-Achse für vectofit daten
    intensneu=vectofit*factory; // Intensität(vectofit) neu skaliert
    pc.thickness=3; // Setz linienstärke wieder auf 2
    plot2d(achsevectofit,vectofit,style=7);
    plot2d(xneu,intensneu,style=2);
    xpoly([startfit startfit],[0 5],lines,2); // linker Punkt Fit
    xpoly([stopfit stopfit],[0 5],lines,2); // rechter Punkt Fit
    plot2d(achsevec,vec,style=3,rect=[(startfit*1.5) 0 (stopfit*1.5) max(vec)*1.3]);
    legends(['Max-Norm Vectofit';'Vectofit-neu';'vec'],[7,2,3],opt='ur');
    //-----

endfunction
// Ende least square Fit-----

// Kurven-Fit für 2 Vektoren (Kurven)-----
function[xneu,intensneu]=curvefit(vec,achsevec,vectofit,achsevectofit)
//Normierung Daten-----
//Alles sollen Zeilenvektoren sein-----
// vec
vec=rvec(vec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevec
achsevec=rvec(achsevec); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// vectofit
vectofit=rvec(vectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
// achsevectofit
achsevectofit=rvec(achsevectofit); // Wenn es kein zeilenvektor war ist es jetzt einer
//-----
//Abfrage der Fit-Parameter-----
[ok,startfit,stopfit,diffit,stepfit]=getvalue('Parameter','[Start;';'Stop;';'End-
Differenz;';'Schrittweite;'],list('vec',1,'vec',1,'vec',1,'vec',1),['-3';'3';'0.001';'0.01']);
// fenster--> z.B. Überlicherweise der Darftabstand des PG
// stepx--> Schritte müssen Ganzzahlig ausführbar sein --> wenn fensterx=1.5, dann z.B
stepx=0.1!!! nicht 0.02
// fenstery--> Skalierungsfaktor in dem um das maximum gesucht wird,z.B.--> +- 10%
// stepy--> Schrittweite für Y-achse! Schritte müssen Ganzzahlig ausführbar sein --> wenn
fenstery=0.15, dann z.B stepy=0.01!!! nicht 0.02
//-----
// Plotten der ausgangsdaten-----
//-- Einstellungen für das Grafikfenster 90 Intensität -----
xset('window',91); xbascc(91); // Graphikfenster 90
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
//plot2d(achsevec,vec,style=1); // Ausgangsdaten vec
//plot2d(achsevectofit,vectofit,style=5); // Ausgangsdaten vectofit
//-----
//-----Fit-bereich von vec muß mehr oder gleich viele Elemente aufweisen als Fitbereich von
vectofit
// Finde die positionen-----
posstartvec=findposinvec(achsevec,startfit); // Position für start des fit in vec
posstopvec=findposinvec(achsevec,stopfit); // Position für stop des fit in vec
posstartvectf=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
posstopvectf=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
//-----
//Bestimmung der Größen der Fitbereiche-----
sizefitvec=size(achsevec(1,posstartvec:posstopvec));
sizefitvec=sizefitvec(1,2); // Größe des Fitbereichs in vec
sizefitvectofit=size(achsevectofit(1,posstartvectf:posstopvectf));
sizefitvectofit=sizefitvectofit(1,2); // Größe des Fitbereichs in vectofit
if sizefitvectofit<sizefitvec then
    mprntf('Datenpunkte Vektor2:\t %5.0f \n',sizefitvectofit) ;
    nprntf('Datenpunkte Vektor1:\t %5.0f \n',sizefitvec) ;
    break;
    error('Mehr Datenpunkte im Fit-Bereich von Vektor2 als in Vektor1!');
    // Erstmal ist es anderst herum (sizefit(Vektor1) größer(o. gleich) als sizefit(Vektor2)) weniger
    Rechenaufwand
    // und ich mache wahrscheinlich einen Fehler wenn -->(sizefit(Vektor1) kleiner als
    sizefit(Vektor2))
end
//----- Elemente im Fitbereich sind OK-----
//Erster Schritt normierung auf maximum----- An sonsten skaliert sich die kommende while-
Schleife zu tode
[maxvec,indmaxvec]=maxi(vec); // Maximum der vec-daten +indice
[maxvectofit,indmaxvectofit]=maxi(vectofit); // Maximum der vectofit-daten +indice
faktor=maxvec/maxvectofit; // faktor für multiplikation
vectofit=vectofit*faktor; //Normierung auf Maximum
//Positionsnormierung-----
ortsabw=achsevec(1,indmaxvec)-achsevectofit(1,indmaxvectofit); // Abweichung der Maxima
achsevectofit=achsevectofit+ortsabw; // Neuer X-achse für vectofit
plot2d(achsevectofit,vectofit,style=7);
//-----
// Vectofit-daten auf maximum von vec normiert-----
//-----
// zweiter Schritt Skalierung der Intensität -----
factory=0.8; // Erster Faktor um vectofit unter vec zu bringen

```

```

diffmin=0; // Minimum der Abweichung wird auf 0 gesetzt da diffit positiv und verschieden von
0 ist
farbvec = [1 2 5 3 6 4 32 22 14 28]; // Auswahl an Farben für die Kurven
farbvar = 1 ; // Farbvariable für das Zeichnen der Graphen
pc.thickness=1; // Linienstärke für Graphen in der Schleife
// lineare Interpolation zwischen den Punkten in vec für alle Punkte in achsevectofit
vecinterp = interpn([achsevec;vec],achsevectofit); // in vecinterp gibt es für jeden x-punkt in
achsevectofit einen Y Punkt
//-----
while diffmin<=diffit // vectofit wird so lang runterskaliert, bis er (im zu betrachtenden Bereich)
unter der vec kurve liegt
    vectofit=vectofit*faktor; // Intensität auf aktuellen Y Ausgangspunkt für den Fit bringen
    posstartvectf=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
    posstopvectf=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
    diffmin=min(vecinterp(1,posstartvectf:posstopvectf))-vectofit(1,posstartvectf:posstopvectf));
;
end

faktor=1+stepfit; // Faktor mit dem hochskaliert wird

while diffmin>=diffit // vectofit wird so lang hochskaliert, bis er (im zu betrachtenden Bereich)
näher oder gleich nah yr diffit anliegt
    vectofit=vectofit*faktor; // Intensität auf aktuellen Y Ausgangspunkt für den Fit bringen
    posstartvectf=findposinvec(achsevectofit,startfit); // Position für start des fit in vectofit
    posstopvectf=findposinvec(achsevectofit,stopfit); // Position für stop des fit in vectofit
    diffmin=min(vecinterp(1,posstartvectf:posstopvectf))-vectofit(1,posstartvectf:posstopvectf));
;
//--- Die Lösung zum "Farbe "... z.b(4 )" gibt es nicht" Problem-----
colorp = farbvec(1,farbvar); // Auswahl einer Farbe aus Farbvektor
if farbvar+1 == 11 then farbvar=1 ; else farbvar=farbvar+1; end;
//-----
plot2d(achsevectofit,vectofit,style=colorp);
//-----
end
mprntf('Ortsabweichung der Maxima von Vektor1 und Vektor2 in mm:\t %5.3f \n',ortsabw) ; //
Ausgabe ortsabw
mprntf('Vec2 anlegen an vec1--> startfit:\t %5.3f \n',startfit);
mprntf('Vec2 anlegen an vec1--> stopfit:\t %5.3f \n',stopfit) ; //
mprntf('Skalierungsfaktor um Maxima von Vektor2 auf Vektor1 zu bringen:\t %5.3f \n',faktor) ; //
Ausgabe faktor für anpassung der Maxima
mprntf('Min. Abstand vec1 -vec2--> diffmin:\t %5.3f \n',diffmin);
xneu=achsevectofit; // neue X-Achse für vectofit daten
intensneu=vectofit; // Intensität(vectofit) neu skaliert
pc.thickness=3; // Setz linienstärke wieder auf 2
plot2d(achsevectofit,vectofit,style=7);
plot2d(xneu,intensneu,style=2);
xpoly([startfit startfit],[0 5],lines,2); // linker Punkt Fit
xpoly([stopfit stopfit],[0 5],lines,2); // rechter Punkt Fit
plot2d(achsevec,vec,style=3,rect=[(startfit*1.5) 0 (stopfit*1.5) max(vec)*1.3]);
legends(['Max-Norm Vectofit';'Vectofit-neu';'vec'],[7,2,3],opt='ur');
//-----

endfunction
// Ende Kurven Fit-----

function[mask]=maskmaker(path,roi,oldroi)
antwort2 = 0;
if roi ==1 then
    if oldroi == 0 then
        while antwort2<=1,
            [image]= imread(path); // einlesendes Bildes
            xset('window',0); xbascc(0); // bereinigt Fenster '0'
            mapx = imfindobj(path); // Informationen über Bild
            map = mapx(9) ;// Extraktion der Bildtiefe
            hoehe=mapx(6);// Höhe des Bildes
            breite=mapx(5); // Breite des Bildes
            imshow(image,graycolormap(map)); // Anzeigen des Bildes
            mask = imroi(image,'ellipse') ; // ROI auswählen ....
            xset('window',33); xbascc(33);
            maskshow=image.*mask;
            //maskshow=mask*100; // zum anzeigen
            //maskshow=maskshow+image;
            //maxmaskshow=max(maskshow);
            //faktormask=map/maxmaskshow; // um wieder in die Map zu passen wird der faktro
berechnet
            //maskshow=maskshow*faktormask;
            imshow(maskshow,graycolormap(map));
            xset('window',44); xbascc(44);
            Matplot(maskshow);
            mapsave=graycolormap(map);
            for y=1:hoehe
                for x=1:breite
                    if maskshow(y,x)==0 then maskshow(y,x)=1; end
                end
            end
            maskshow=ind2rgb(maskshow,mapsave);
            imwrite(maskshow,E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe
SciLab\mask.bmp);
            antwort2=x_choose('Ja';'Nein';'Abbruch');[Soll die angegebene ROI verwendet
werden?]);
            if antwort2==3 then abort; end
            try
                winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
            catch
            end
            xdel(0); // schließt Fenster für ROI
            xdel(33); // schließt Fenster für maske
            xdel(44); //
            end ;
            end;
        end;
        if roi==0 then //Falls keine ROI benötigt wir erwartet die
            mask=0; // start-routine doch die Variable roi
            end;
        endfunction

// Andere Fit Methoden=====

//
// x2=[1:147];
// intens2=smooth([x1,intens],0.1);

```

```

// subplot(812);
// plot2d(intens2(1,:),intens2(2,:),rect=[0,0,150,1200]);
// legend('Befehl smooth');
//
// intens22=(intens2(2,:));
// deriv1=diff(intens22,1);
// s=size(deriv1);
// x7=[1:s(1,2)];
// for i=1:s(1,2)
//   x7(1,i)=(intens2(1,i)+intens2(1,(i+1)))/2 % Mittelwert der beiden
//   // x-Achsen-Punkte von smooth Befehl
// end
//
// subplot(816)
// plot2d(x7,deriv1);
// legend('1 Ableitung smooth');
//
//
// a = 0; b = 147; m = 147; // Parameter für Vektor
// xx = linspace(a,b,m); //Vektor für Fit
// x3=[1:147]; //
// intens3 = interp(xx, x3, intens, spline(x2,intens,'not_a_knot'));
// subplot(813);
// plot2d(x3,intens3,rect=[0,0,150,1200]); //,frameflag= 3
// legend('Befehl interp');
//

for v=1

=====
// Programm

antwort1 = 0;
while antwort1~=1,
    pfad=xgetfile(title='Wo sind die Backen-Scan-Daten?');
    pathscan= pfad; // Wird für die Ausgabe am Ende benötigt
    filetype=veralgemeinern(pfad); // ersetzt in pfad den namen z.B '0.txt' durch '*.txt'
    listof=dir(filetype); // Liste der txt-Einträge
    y=size(listof(2)); // Matrixgröße
    y=y(1,1); // Anzahl der Einträge
    //Abfrage von wo nach wo der Scan geht?
    [ok,startmm,stopmm]=getvalue("Scan von wo nach wo?","Anfang [mm]","Ende
[mm]"),list("vec",1,"vec",1),["10";"10"]);
    intens=[1:y]; // Vektor für die Intensität
    if startmm<stopmm then
        start=startmm;
        stop=stopmm;
        x1 = linspace(startmm,stopmm,y); //Vektor für Fit, anderst herum
        for i=1:y
            [m,text]=fscanfMat(pfad); // Einlesen der Matrix und text abspalten
            teichen=m(1,1); // ErsteZeile, Erste Spalte
            intens(1,i)=teichen; // Einfügen des Teichenwertes in den Vektor
            pfad=weilerspringen(pfad);
        end
    else // Anderst herum einlesen
        start=stopmm; // Anderst herum wegen den rect-bereichen--> Min<Max !!
        stop=startmm;
        x1 = linspace(stopmm,startmm,y); //Vektor für Fit, anderst herum
        posvec=linspace(y,1,y); // work around um absteigenden Vektor zu bekommen
        for i=1:y
            // i kann nicht absteigend sein --> position
            [m,text]=fscanfMat(pfad); // Einlesen der Matrix und text abspalten
            teichen=m(1,1); // ErsteZeile, Erste Spalte
            position=posvec(1,i);
            intens(1,position)=teichen; // Einfügen des Teichenwertes in den Vektor
            pfad=weilerspringen(pfad);
        end
    end
end

// // Umrechnung von Counts auf Teilchen
// z=10 %/ Ladung des Ions
// e=1.602e-19; // Elementarladung
// d=7; //Dunkelpulse
// mess=0.001 // Messbereich in A 3=0.001 A
// teichen=[1:147];
// teichen=(intens-d)*mess/(8000000*z*e);
// //-----

// -- Einstellungen für das Grafikfenster 1 Intensität -----
xset('window',1); // Grafikfenster 1
if antwort1==3 then xbas(1); end
//-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
//Abfrage für GSM-Fit Parameter?
[ok,gsmpara]=getvalue("Parameter für GSM Fit?","Sigma"),list("vec",1),["20"]);

subplot(321);
plot2d(x1,intens); //rect=[start 0 stop 1200]
//legend('Originaldaten');
//savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\intens.dat';
//write(savepath,intens,'e(12.5)'); // Abspeichern der Intensität unter savepath2
//cubic spline interpolation test
//spline = spline(x1,intens); // Spline wird berechnet

//intens = interp(x1,x1, intens, spline); // i
//-----
intens2=gsm(intens,gsmpara); //3.5
subplot(321)
plot2d(x1,intens2,style=2); //rect=[start 0 stop 1200]
legend('Data','gauss smooth','pos=2);
xlabel('Intensity','mm','Counts');
differenz1=0;
for i=1:y
    // Es kann Nullen in der Intensität geben
    if intens(1,i) ~= 0 then
        differenz1(1,i)=(intens2(1,i)-intens(1,i))/intens(1,i);
    else
        differenz1(1,i)=1;
    end;
end;

subplot(323)
//-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
plot2d(x1,differenz1,rect=[start -0.2 stop 0.2]);
//legend('Abweichung' pos=1);
xlabel('Aberration','mm','arb. units');
x2=linspace(start,stop,y-1); // y-1 weil der Vektor für die Ableitung um 1 kleiner sein
muß als die Intens
profil=diff(intens2,1);
maxprof=max(profil);
subplot(325)
//-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----
plot2d(x2,profil,rect=[start 0 stop (maxprof*1.2)],style=3); //rect=[-7 0 7 25]
//legend('d/dx gsm','pos=2);
xlabel('Derivative','mm','arb. units');
[ok,startposmoment,stopposmoment]=getvalue("Bereich für die Berechnung der
Momente","Start für Momente[mm]","Stop für Momente[mm]"),list("vec",1,"vec",1),["-7";"7"]);
startmomentgs= findposinvec(x2,startposmoment); // Anfangspunkt für berechnung der
Momente GSM
stopmomentgs= findposinvec(x2,stopposmoment); // Endpunkt für die berechnung der
...
// Wenn der Bereich für die Berechnung von den Momenten Eingeschränkt wird, muss
auch
// die Berechnung von sumy eingeschränkt werden... deshalb-->
sumy = sum(profil(startmomentgs:stopmomentgs)); //tol

//Berechnung der Momente

[mygs,signmag,skewgs,skew2,skew3,skew4,skew5,kurtogsm,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(profil,x2,startmomentgs,stopmomentgs,sumy);

mprintf('My \t %5.3f \n',mygs); // Ausgabe My
mprintf('Sigma \t %5.3f \n',signmag); // Ausgabe Sigma
mprintf('Skewness \t %5.3f \n',skewgs); // Ausgabe Skewness
mprintf('Kurtosis \t %5.3f \n',kurtogsm); // Ausgabe Kurtosis

//---Texte-----
format('v',6)
text2 = 'Sigma: ' + string(signmag);
text3 = 'Skew.: ' + string(skewgs);
text4 = 'Kurt.: ' + string(kurtogsm);
xpoly([startposmoment stopposmoment],0 maxprof*0.8,'lines',2); // linker Punkt
Momente
xpoly([stopposmoment stopposmoment],0 maxprof*0.8,'lines',2); // rechter Punkt
Momente
xstring(startposmoment,0,[text2; text3; text4]);
//-----
antwort1=x_choose(['Ja';'Nein';'Nein(+fenster löschen)'],[Soll der angegebene Fit
verwendet werden?]);
end;
//-----
xbas(1);
// Savitzky-Golay -----
antwort1 = 0;
while antwort1~=1,
    if antwort1==3 then xbas(1); end // Bereinigen von Window1
    // Linke Seite wieder Plotten-----
    subplot(321)
    //-- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
    a=get('current_axes');
    a.font_size=3; //2
    tc=a.title;
    tc.font_size=3; //3
    lx=a.x_label;
    lx.font_size=3; //3
    ly=a.y_label;
    ly.font_size=3; //3
    pc=get('hdl');
    pc.thickness=2; //3
    //-----
    plot2d(x1,intens); //rect=[start 0 stop 1200]
    plot2d(x1,intens2,style=2); //rect=[start 0 stop 1200]
    legend('Data','gauss smooth','pos=2);

```

```

xtitle('Intensity','mm','Counts');

subplot(323)
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x1,differenz1,rect=[start -0.2 stop 0.2]);
xtitle('Aberration','mm','arb. units');

subplot(325)
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x2,profil,rect=[start 0 stop maxprof*1.2],style=3); //rect=[-7 0 7 25]
xtitle('Derivative','mm','arb. units');
//---Texte-----
format('v',6)
text2 = 'Sigma: ' + string(sigmagsm);
text3 = 'Skew.: ' + string(skewgsm);
text4 = 'Kurt.: ' + string(kurtogsm);
xpoly([startposmoment startposmoment],[0 maxprof*0.8],lines',2); // linker Punkt
Momente xpoly([stopposmoment stopposmoment],[0 maxprof*0.8],lines',2); // rechter Punkt
Momente xstring(startposmoment,0,[text2; text3; text4]);
//-----
//Abfrage für Savitzky-Golay-Fit Parameter?
[ok,F,n]=getvalue('Parameter für Savitzky-Golay Fit? Punkte='+string(y)+"'a','Window
size(must be odd)','Polynomial order:').list('vec',1,'vec',1),['61';'3']);

subplot(322);
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x1,intens); //rect=[start 0 stop 1200]
//legend('Originaldaten');
//savepath = E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe
SciLab\intens.dat';
//write(savepath,intens,'e12.5'); // Abspeichern der Intensität unter savepath2

d=0; // keine Ableitung für Savitzky-Golay

intens3= sgolay_fit(x1,intens,n,F,d); // Savitzky-Golay
subplot(322)
plot2d(x1,intens3,style=2); //rect=[start 0 stop 1200]
legend('Data','Sav-Go smooth','pos=2);
xtitle('Intensity','mm','Counts');

//differenz2=(intens3-intens)/intens;

differenz2=0;
for i=1:y
// Es kann Nullen in der Intensität geben
if intens(1,i) ~= 0 then
differenz2(1,i)=(intens3(1,i)-intens(1,i))/intens(1,i);

else
differenz2(1,i)=1;
end
end;

subplot(324)
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x1,differenz2,rect=[start -0.2 stop 0.2]);
xtitle('Aberration','mm','arb. units');

profil2=diff(intens,1);
posl=findposinvec(x2,startposmoment);

```

```

post=findposinvec(x2,stopposmoment);
maxprof2=max(profil2(1,posl:post));
subplot(326)
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x2,profil2,rect=[start 0 stop maxprof2],style=3);
//legend('d/dx Savitzky-Golay,pos=2);
xtitle('Derivative','mm','arb. units');

sumy = sum(profil(startmomentgsm:stopmomentgsm)); //toll
[my,sigma,skew,skew2,skew3,skew4,skew5,kurto,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(profil2,x2,startmomentgsm,stopmomentgsm,sumy);
mprintf('My \t %5.3f \n',my); // Ausgabe My
mprintf('Sigma \t %5.3f \n',sigma); // Ausgabe Sigma
mprintf('Skewness \t %5.3f \n',skew); // Ausgabe Skewness
mprintf('Kurtosis \t %5.3f \n',kurto); // Ausgabe Kurtosis

//---Texte-----
format('v',6)
text2 = 'Sigma: ' + string(sigma);
text3 = 'Skew.: ' + string(skew);
text4 = 'Kurt.: ' + string(kurto);
xpoly([startposmoment startposmoment],[0 maxprof2*0.8],lines',2); // linker Punkt
Momente xpoly([stopposmoment stopposmoment],[0 maxprof2*0.8],lines',2); // rechter Punkt
Momente xstring(startposmoment,0,[text2; text3; text4]);
//-----
antwort1=x_choose(['Ja','Nein','Nein'+Fenster löschen'],'(Soll der angegebene Fit
verwendet werden?));
end;
//===== Ende Sav-
Gol=====

//
//Vergleich=====
=====

//Binning-----
antwort1 = 0;
while antwort1 ~= 1,

//Abfrage für Binning Parameter?
[ok,step]=getvalue('Parameter für Binning? Punkte-
Rohdaten='+string(y)+"'a','Stepwidth',list('vec',1),['19']);
data=0; // [1:length(intens)]; //Vector für binding
ende=length(intens);
i=1;
b=1; // Lauf-Variable für die neuen Punkt
while i<=ende
ave=0;
avestep=0; // Anzahl der schleifendurchläufe
while avestep<=step&i<=ende
ave=ave + intens(1,i);
i=i+1; // um eins weiterspringen
avestep=avestep + 1;
end
ave=ave/avestep // Durchschnittswert der steps
data(b)=ave;
b=b+1;
end

difdata=diff(data); // Ableitung der gebind'nen Rohdaten
difdata=difdata; // macht aus dem Spalten- einen Zeilenvektor
maxdif=max(difdata);
lengthbin=size(difdata);
lengthbin=lengthbin(1,2);
x3=linspace(start,stop,lengthbin); //
xset('window',2);
if antwort1=3 then xbase(2); end
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3

//-----
plot2d(x3,difdata,style=1,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(difdata)*1.3]); // Plotten des
Profils

startmomentbin=findposinvec(x3,startposmoment); // Anfangspunkt für berechnung der
Momente BIN
stopmomentbin=findposinvec(x3,stopposmoment); // Endpunkt für die berechnung der ...
sumy = sum(difdata(startmomentbin:stopmomentbin)); //toll

[mybin,sigmabin,skewbin,skew2,skew3,skew4,skew5,kurtobin,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(difdata,x3,startmomentbin,stopmomentbin,sumy);

mprintf('My-Bin \t %5.3f \n',mybin); // Ausgabe My
mprintf('Sigma-Bin \t %5.3f \n',sigmabin); // Ausgabe Sigma
mprintf('Skewness.. \t %5.3f \n',skewbin); // Ausgabe Skewness
mprintf('Kurtosis.. \t %5.3f \n',kurtobin); // Ausgabe Kurtosis

```

```

//GSM Smoth einzeichnen-----
//Normierung GSM-Smooth-----
[maxgsm,indmaxgsm]=maxi(profil); //Maximum der GSM-Smooth daten +indice
[maxbin,indmaxbin]=maxi(diffdata); // Maximum der Binning-daten +indice
faktor=maxbin/maxgsm; // faktor für multiplikation
profil=profil*faktor; //Normierung aud Maximum
[maxgsm,indmaxgsm]=maxi(profil); //neues Maximum der GSM-Smo... für spätere fits
// //Positionsnormierung-----
// ortsabw=x3(1,indmaxbin)-x2(1,indmaxgsm); // Abweichung der Maxima
// x2=x2+ortsabw; // Neuer Orts-Vektor für LT-Daten
// //-----

plot2d(x2,profil,style=3,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(profil)*1.3]); // GSM Smooth
Einzeichnen
legends(['Binning-Scraper';GSM-Smooth'],[1,3],opt="ur");
antwort1=x_choose(['Ja';Nein';Nein(+ Fenster löschen)'],'Sollen die ge-binn-ten Daten
verwendet werden?');
, end;

//-----
xbasc(2);
diary(E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\scilab-session.txt'); // ab
hier wird mitgeschrieben
// PG Einlesen-----
antwort1 = 0;
while antwort1 ~=1,
// Alles Bild wieder Ploten
xset('window',2);
if antwort1==3 then xbasc(2); end
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----

plot2d(x3,diffdata,style=1,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(diffdata)*1.3]); // Plotten des
Profils Binning
plot2d(x2,profil,style=3,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(profil)*1.3]); // GSM Smooth
Einzeichnen
//-----
format('v',10);
pfad=xgetfile(title='Wo sind die PG-Daten?');
pathpg=pfad; // Wird für die Ausgabe am Ende benötigt
[m,text]=fscanfMat(pfad); // Einlesen der Matrix und text abspalten
x4=m(:,1); //1Spalte= Drahtpositinen
x4=x4'; // Spalten-Vektor --> Zeilen-Vektor
intenspgn1=m(:,2); //2Spalte= Norm. Strom
intenspgn1=intenspgn1'; // Spalten-Vektor --> Zeilen-Vektor

mprintf('startposmoment \t %5.3f \n',startposmoment); // Ausgabe startposmoment für die
Eingabe in leastsquare
mprintf('stopposmoment \t %5.3f \n',stopposmoment); // Ausgabe stopposmoment für die
Eingabe in leastsquare

[xneu,intensneu]=leastsquare(profil,x2,intenspgn1,x4); // least Square --> MuHaHa :)

xset('window',2);
plot2d(xneu,intensneu,style=2);
startmomentpg=findposinvec(xneu,startposmoment); // Anfangspunkt für berechnung der
Momente PG
stopmomentpg=findposinvec(xneu,stopposmoment); // Endpunkt für die berechnung der ...
sumy = sum(intensneu(startmomentpg:stopmomentpg)); //toll
[mypg,sigmatg,skewt,skew2,skew3,skew4,skew5,kurtopg,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(intensneu,xneu,startmomentpg,stopmomentpg,sumy);
mprintf('My-PG \t %5.3f \n',mypg); // Ausgabe My
mprintf('Sigma-PG \t %5.3f \n',sigmatg); // Ausgabe Sigma
mprintf('Skewness.. \t %5.3f \n',skewpg); // Ausgabe Skewness
mprintf('Kurtosis.. \t %5.3f \n',kurtopg); // Ausgabe Kurtosis
antwort1=x_choose(['Ja';Nein';Nein(+ Fenster löschen)'],'Sollen die PG Daten verwendet
werden?');
, end;

//-----
xbasc(2);
//----Leuchtschirme-----
antwort1 = 0;
while antwort1 ~=1,

// Altes Bild wieder Ploten
xset('window',2);
if antwort1==3 then xbasc(2); end
//--- Größe, usw.... der Achsen Beschriftung des aktuellen Fensters
a=get('current_axes');
a.font_size=3; //2
tc=a.title;
tc.font_size=3; //3
lx=a.x_label;
lx.font_size=3; //3
ly=a.y_label;
ly.font_size=3; //3
pc=get('hdl');
pc.thickness=2; //3
//-----

plot2d(x3,diffdata,style=1,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(diffdata)*1.3]); // Plotten des
Profils Binning
plot2d(xneu,intensneu,style=2,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(intensneu)*1.3]); //
Plotten des Profils PG
// plot2d(x4,intenspgn1,style=7); // Plottet ersten schritt der PG Fitterei(Normierung auf
max)

```

```

plot2d(x2,profil,style=3,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(profil)*1.3]); // GSM Smooth
Einzeichnen
//-----
path=xgetfile(title='Wo sind die Leuchtschirm-Daten?'); // Wo is das Bild
pathlt= path; // Wird für die Ausgabe am Ende benutzt
//antwort2 = 0;
// while antwort2 ~=1&antwort1 ~=4,
// image = imread(path); // einlesendes Bildes
// xset('window',3); xbasc(3); // Öffnet,oder bereinigt Fenster '0'
// map = imfinfo(path); // Informationen über Bild
// map = map(9); // Extraktion der Bildtiefe
// imshow(image,graycolormap(map)); // Anzeigen des Bildes
// mask = imroi(image,'ellipse'); // ROI auswählen ....
// antwort2=x_choose(['Ja';Nein'],'Soll die angegebene ROI verwendet werden?');
// try
// winclose(antwort2); // schließt Dialogfenster
// catch
// end
// xdel(3); // schließt Fenster für ROI
// , end;
// roi=1;/workaround for funktion from x20
// oldroi=0;/workaround for funktion from x20
// image = imread(pathlt); // einlesendes Bildes
// mask=maskmaker(pathlt,roi,oldroi);
//----- Bild Größe definieren-----
s = size(image); // Größe des Bildes
hoehe = s(1,1); // Höhe des Bildes
breite = s(1,2); // Breite des Bildes
//-----
pixlemm = 10; // Variable für Pixle pro mm
image = image.*mask; // Übernimmt die Maske für jedes Bilde der
profil3 = sum(image,'r'); // Summe der einzelnen Spalten
profil3 = profil3/hoehe-1; // Normierung auf den Durchschnittswert -1
// Die -1 deshalb weil --> Matrixelemente des Bildes haben die Werte => 1-256
// Bei einer ROI entstehen Nullen im Profil. Durch die -1 entstehen neg. Werte
// threshold gibt die möglichkeit die Profile erst ab einem gewissen Wert auszuwerten
threshold=0; // Grenzwert für die Berücksichtigung in der Auswertung, muß mindestens
>=0 sein
for b=1:breite
if profil3(1,b) < threshold then profil3(1,b)=0; end; // Die neg. Werte werden durch 0
ersetzt
, end;
xchase = [1:breite]; // X-Achse ohne mm Einteilung
startmomentlt=1; // Anfangspunkt für berechnung der Momente LT (hier noch 1, da noch
keine mm Einteilung gemacht)
stopmomentlt=breite; // Endpunkt für die berechnung der ... ( hier noch breite, da noch keine
mm Einteilung gemacht)
// Wenn der Bereich für die Berechnung von den Momenten Eingeschränkt wird, muss
auch
// Die Berechnung von sumy eingeschränkt werden.... deshalb -->
sumy = sum(profil3(startmomentlt:stopmomentlt)); //toll
[mylt,sigmat,skewlt,skew2,skew3,skew4,skew5,kurtolt,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(profil3,xchase,startmomentlt,stopmomentlt,sumy);
// 1 mal Momente wird eigentlich nur für my durchgeführt um dann in der mitte Null zu
haben
xchase = [(1:breite)-mylt]:pixlemm; // X-Achse mit der Einteilung mm über die Variable
pixlemm und Null in der Mitte

// Normierung der LT daten kann erst hier geschehen da erst jetzt die xachse die richtige
Einteilung hat

// //Normierung LT-Daten(Auf lage und Höhe des Maximums von GSM-
// [maxlt,indmaxlt]=maxi(profil3); // Maximum der PG-daten +indice
// faktor=maxgsm/maxlt; // faktor für multiplikation
// profil3=profil3*faktor; //Normierung aud Maximum
// //Positionsnormierung-----
// ortsabw=x2(1,indmaxgsm)-xchase(1,indmaxlt); // Abweichung der Maxima
// xchase=xchase+ortsabw; // Neuer Orts-Vektor für LT-Daten
// //-----

//Normierung LT-Daten (leastsquare,oder..)
//[xchase,profil3]=leastsquare(profil,x2,profil3,xchase); // least square MuHaHa :)
// [xchase,profil3]=curvefit(profil,x2,profil3,xchase); // Anlegen der Kurven, wobei das
Maximum in der LT daten, mit dem "echten" maximum im Strahl übereinstimmen muß
//-----
startmomentlt=findposinvec(xchase,startposmoment); // Anfangspunkt für berechnung der
Momente LT
stopmomentlt=findposinvec(xchase,stopposmoment); // Endpunkt für die berechnung der ...
sumy = sum(profil3(startmomentlt:stopmomentlt)); //toll
// 2 mal Momente rechnen lassen mit den richtigen Grenzen!
[mylt,sigmat,skewlt,skew2,skew3,skew4,skew5,kurtolt,kurto2,kurto3,kurto4,kurto5]=
moments(profil3,xchase,startmomentlt,stopmomentlt,sumy);

// sigmat=sigmat/pixlemm; //Sigma in mm
mprintf('My \t %5.3f \n',mylt); // Ausgabe My
mprintf('Sigma \t %5.3f \n',sigmat); // Ausgabe Sigma
mprintf('Skewness \t %5.3f \n',skewlt); // Ausgabe Skewness
mprintf('Kurtosis \t %5.3f \n',kurtolt); // Ausgabe Kurtosis
mprintf('Grenzwert für die Berechnung LT (wenn 0 dann keine Wirkung)\t %5.3f
\n,threshold); // Ausgabe threshold

xset('window',2);
plot2d(xchase,profil3,style=5,rect=[(start*1.5) 0 (stop*1.5) max(profil3)*1.3]);

legends(['Binning-Scraper';PG';GSM-Smooth';LT'],[1,2,3,5],opt="ur");
//legends(['Binning-Scraper';PG';PG-Max.Norm';GSM-Smooth';LT'],[1,2,7,3,5],opt="ur");

//---Texte-----
format('v',6)
text1 = 'Binning';
text2 = 'Sigma: ' + string(sigmat);
text3 = 'Skew: ' + string(skewlt);
text4 = 'Kurt: ' + string(kurtolt);
text5 = 'PG';
text6 = 'Sigma: ' + string(sigmat);
text7 = 'Skew: ' + string(skewpg);
text8 = 'Kurt: ' + string(kurtopg);
text9 = 'LT';
text10 = 'Sigma: ' + string(sigmat);
text11 = 'Skew: ' + string(skewlt);

```

```

text12 = 'Kurt.: ' + string(kurtolt);
text13 = 'GSM-Smooth';
text14 = 'Sigma: ' + string(sigmagsm);
text15 = 'Skew.: ' + string(skewgsm);
text16 = 'Kurt.: ' + string(kurtogsm);
// Linen für die Berechnungsgrenzen der Momente-----
xpoly([startposmoment stopposmoment],[0 3],lines,2); // linker Punkt Momente
xpoly([stopposmoment stopposmoment],[0 3],lines,2); // rechter Punkt Momente
xstring((start*1.4),max(profil)*0.08,[text1;text2; text3; text4;text5; text6; text7;text8; text9;
text10;text11; text12; text13;text14; text15; text16]);
//-----
antwort1=x_choose(['Ja','Nein','Nein(+Fenster löschen)'];Ja + noch ein Bild zum
vergleich,[],[Sollen die LT Daten verwendet werden?]);
end;

// Ausgabe von verschiedenen Parametern-----
-----
mprintf('Grenzwert für die Berechnung LT (wenn 0 dann keine Wirkung)'t %5.3f 'n',threshold) ;
// Ausgabe threshold
mprintf('Start-pos momente:t %5.3f 'n',startposmoment) ; // Ausgabe startposmoment
mprintf('Stop-pos momente: t %5.3f 'n',stopposmoment) ; // Ausgabe stopposmoment
mprintf('Sigma für GSM-Smooth :t %1.0f 'n',gsmpara) ; // Ausgabe gsmpara
mprintf('Fenstergröße für Sav-Gol't %1.0f 'n',F) ; // Ausgabe F
mprintf('Polinomal order, für Sav-Gol't %1.0f 'n',n) ; // Ausgabe n
mprintf('Fenstergröße für Binning't %1.0f 'n',step) ; // Ausgabe step

mprintf('Sigma-Bin:t %5.3f 'n',sigmabin) ; // Ausgabe
mprintf('Skew.-Bin:t %5.3f 'n',skewbin) ; // Ausgabe
mprintf('Kurt.-Bin:t %5.3f 'n',kurtobin) ; // Ausgabe
mprintf('Sigma-PG:t %5.3f 'n',sigmapg) ; // Ausgabe
mprintf('Skew.-PG:t %5.3f 'n',skewpg) ; // Ausgabe
mprintf('Kurt.-PG:t %5.3f 'n',kurtogpg) ; // Ausgabe
mprintf('Sigma-LT:t %5.3f 'n',sigmalt) ; // Ausgabe
mprintf('Skew.-LT:t %5.3f 'n',skewlt) ; // Ausgabe
mprintf('Kurt.-LT:t %5.3f 'n',kurtolt) ; // Ausgabe
mprintf('Sigma-GSM:t %5.3f 'n',sigmagsm) ; // Ausgabe
mprintf('Skew.-GSM:t %5.3f 'n',skewgsm) ; // Ausgabe
mprintf('Kurt.-GSM:t %5.3f 'n',kurtogsm) ; // Ausgabe

// Abspeichern der Plots sammt Achsen
// Roh-Daten -----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Rob-Daten.dat';
write(savepath,intens,(e12.5));
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-Roh-Daten.dat';
write(savepath,x1,(e12.5));
//-----
// GSM-Smooth -----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\GSM-Smooth.dat';
write(savepath,intens2,(e12.5));
//-----
// GSM-Profil -----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\GSM-Profil.dat';
write(savepath,profil,(e12.5));
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-GSM-
Profil.dat';
write(savepath,x2,(e12.5));
//-----
//Bin-----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Bin.dat';
write(savepath,diffdata,(e12.5));
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-Bin.dat';
write(savepath,x3,(e12.5));
//-----
//PG-----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\PG.dat';
write(savepath,intensneu,(e12.5));
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-PG.dat';
write(savepath,xneu,(e12.5));
//-----
//LT-----
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\LT.dat';
write(savepath,profil3,(e12.5));
savepath = 'E:\Documents and Settings\guetlich\Desktop\Ausgabe SciLab\Achse-LT.dat';
write(savepath,xachse,(e12.5));
//-----
//
//
end;
pathscan
pathpg
pathlt
//E.O.F
diary(0)// Hier ist das Ende

```

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 2. August 2011

(Eiko Gütlich)